N° D'ORDRE : 180

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean FAGET

1re THÈSE. — **Interférences des ondes électroniques. Application à une méthode de microscopie électronique interférentielle.**

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ : **Le Maser**

Soutenues le 1961, devant la Commission d'examen.

MM. G. DUPOUY *Président.*
E. DURAND, Ch. FERT *Examinateurs.*

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*
3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres
PARIS (15e)
1961

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546524_0099

FACULTÉ DES SCIENCES DE TOULOUSE

Nom du Candidat : **FAGET**

Prénom : **Jean**

Date de la Soutenance :

Numéro d'ordre : N° 180

1

FAGET (Jean). — Interférences des ondes électroniques. Application à une méthode de microscopie électronique interférentielle. — *Paris,* Editions de la Revue d'Optique, 1961, 35 p., 30 fig.

Th. Sc. Phys. Toulouse, 1961, N° 180.

2

FAGET (Jean). — Interférences des ondes électroniques. Application à une méthode de microscopie électronique interférentielle. — *Paris,* Editions de la Revue d'Optique, 1961, 35 p., 30 fig.

Th. Sc. Phys. Toulouse, 1961, N° 180.

3

FAGET (Jean). — Interférences des ondes électroniques. Application à une méthode de microscopie électronique interférentielle. — *Paris,* Editions de la Revue d'Optique, 1961, 35 p., 30 fig.

Th. Sc. Phys. Toulouse, 1961, N° 180.

4

FAGET (Jean). — Interférences des ondes électroniques. Application à une méthode de microscopie électronique interférentielle. — *Paris,* Editions de la Revue d'Optique, 1961, 35 p., 30 fig.

Th. Sc. Phys. Toulouse, 1961, N° 180.

N° D'ORDRE : 180

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean FAGET

1re THÈSE. — **Interférences des ondes électroniques. Application à une méthode de microscopie électronique interférentielle.**

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ : **Le Maser**

Soutenues le **1961, devant la Commission d'examen.**

MM. G. DUPOUY *Président.*
E. DURAND, Ch. FERT *Examinateurs.*

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*
3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres
PARIS (15e)
1961

UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

FACULTÉ des SCIENCES

PERSONNEL

ADMINISTRATION

M. DURAND ..... Doyen.
M. CASTERAS ..... Assesseur.

HONORARIAT

M. CAMICHEL..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut.
M. CAPDECOMME ... Doyen honoraire.
M. CHALAUD ..... Professeur honoraire.
M. DELTHEIL..... Recteur honoraire, Doyen honoraire.
M. DUPOUY ..... Doyen honoraire, Membre de l'Institut, Directeur général honoraire du CNRS.
M. JACOB ..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut.
M. MIGNONAC ..... Professeur honoraire.

PROFESSEURS

M. DELTHEIL..... Calcul différentiel et intégral.
M. VANDEL ..... Zoologie, Membre de l'Institut.
M. CATHALA ..... Chimie Physique et Electrochimie.
M. ESCANDE ..... Mécanique des Fluides, Membre de l'Institut.
M. JACQUES ..... Mathématiques générales.
M. DUPOUY ..... Physique, Membre de l'Institut.
M. GAUSSEN ..... Botanique, Correspondant de l'Institut.
M. CASTERAS ..... Géologie.
M. BEDOS..... Chimie.
M. CAPDECOMME ... Minéralogie.
M. DUPIN..... Radioélectricité.
M. TEISSIE-SOLIER . Electrotechnique.
M. NOUVEL ..... Biologie générale.
M. GALLAIS ..... Chimie.
M. DURAND ..... Physique.
M. FERT ..... Physique.
M. DIEHL ..... Agronomie.
M. COMBES ..... Mécanique rationnelle et appliquée.
M. LESBRE..... Chimie organique.
M. BLAIZOT ..... Physiologie.
M. BRUNEL ..... Physiologie végétale.
M. MORQUER ..... Cryptogamie.
M. HURON ..... Mathématiques appliquées.
M. FOUCHE ..... Physique du Globe.
M. MARGULIS ..... Pédologie.
M. TRICHE ..... Chimie analytique et Spectrographie.
M. PASQUALINI .... Mathématiques.
M. LEDOUX ..... Zoologie appliquée.
M. RIVALS ..... Agriculture.
M. PERRIER ..... Physique.
M. MATHIS ..... Chimie.
M. ORLIAC ..... Géochimie et Minéralogie.
M. LAFOURCADE ... Physique.
M. ANGELIER ..... Zoologie.
Mlle de FERRE..... Botanique.
M. FARRAN ..... Minéralogie et Géotechnique.
M. LAUDET ..... Physique théorique et Calcul Numérique.
M. SERFATY..... Biologie animale.
M. NOUGARO ..... Hydraulique générale et appliquée.
M. LAGASSE ..... Electrotechnique.
M. GARDY ..... Génie chimique.
M. BLANC..... Physique Nucléaire.

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BIREBENT..... Electronique appliquée.
M .VOIGT ..... Chimie minérale.
M. BAYET ..... Physique.
M. BOUGHON ..... Mathématiques.
M. LEREDDE ..... Botanique.
M. LELUBRE ..... Géologie.
M. GOUYON ..... Mathématiques générales.
M. LACROIX ..... Techniques agricoles.

MAITRES DE CONFÉRENCES

M. HAMANT ..... Botanique.
M. LALAGÜE ..... Mathématiques.
M. BLANCHARD .... Mathématiques.
Mme BRUNEL ..... Physiologie végétale.
M. GAUTIER..... Physique propédeutique.
M. GAUMONT ..... Zoologie.
Mlle BERDUCOU..... Physiologie Végétale.
M. LASCOMBES ..... Botanique.
M. MASDUPUY ..... Chimie propédeutique.
M. MARONI ..... Chimie.
M. SECONDAT ..... Zootechnie et Hydrobiologie Appliquée.
M. MIQUEL ..... Chimie propédeutique.
M. PICCA ..... Physique.
M. Raynaud Pierre Physiologie animale.
M. GERBER ..... Mécanique des Fluides.
M. ASSELINEAU..... Chimie biologique.
M. MERIC ..... Mathématiques Appliquées.
M. COLIN ..... Physique.
M. BEETSCHEN ..... Biologie Générale.
M. PULOU ..... Minéralogie.
M. MARTIN ..... Physiologie Végétale.
M. LACOSTE ..... Electrotechnique.
M. AGID ..... Physiologie.
M. BONNET ..... Maître de conférences adjoint.

CHARGÉ DE COURS

M. PALOQUE ..... Astronomie.

CHARGÉ DE CONFÉRENCES

M. BOUIGUE ..... Astronomie.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

SECRÉTARIAT :

M. ARGILAS ..... Secrétaire Principal.

A Monsieur Charles FERT

Professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse
Sous-Directeur du Laboratoire d'Optique Électronique du C. N. R. S.

en témoignage d'affectueuse gratitude

A TOUS LES MIENS

INTERFÉRENCES DES ONDES ÉLECTRONIQUES APPLICATION A UNE MÉTHODE DE MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE INTERFÉRENTIELLE

par Jean FAGET

Faculté des Sciences de Toulouse et Laboratoire d'Optique électronique du C. N. R. S.

SOMMAIRE. — *Rappel de l'évolution de l'optique électronique et des tentatives récentes de développement d'une optique électronique ondulatoire.*

Description et étude détaillée d'un interféromètre *utilisant des électrons de* 50 *à* 100 keV, *des lentilles électroniques magnétiques et un* biprisme *constitué d'un fil d'araignée métallisé porté à un potentiel positif de quelques volts.*

Emploi de l'appareil à l'observation de quelques phénomènes préliminaires : diffraction de Fresnel, expérience des trous de Young *en optique électronique et franges d'interférences du biprisme.*

Développement d'une méthode de microscopie électronique interférentielle, *utilisable avec le grandissement et la résolution habituels du microscope électronique, et application de cette méthode à la mesure de différences de marche et à l'évaluation du potentiel interne moyen d'un objet.*

SUMMARY. — *A survey of recent developments in electron optics is given with special attention drawn to wave electron optics. Description and accurate study of an* interferometer *using electrons from* 50 *to* 100 keV, *magnetic electron lenses and a* biprism *consisting of a metallized spider thread charged at a positive potential of a few volts.*

The instrument has been used for observing some preliminary phenomena : Fresnel's diffraction, Young's experiment *in electron optics and interference fringes from the biprism.*

A method is developed in interference electron microscopy *using the ordinary magnification and resolution of an electron microscope. It is applied to the determination of path differences and average internal potentiel of an object.*

I. Evolution du problème

1. **L'optique électronique ondulatoire.** — On sait que c'est en 1923 que Mr Louis de Broglie [6] eut l'idée de généraliser les conceptions nouvelles introduites en 1905 par A. Einstein au sujet des photons, en proposant d'associer au déplacement de tout corpuscule matériel la propagation d'une onde, dont la longueur d'onde est donnée par

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v}\sqrt{1 - (v^2/c^2)}\,. \qquad (1)$$

Cette hypothèse permit rapidement l'édification d'une mécanique ondulatoire, qui définit en particulier les conditions de propagation de l'onde associée (ou onde Ψ).

A la suite des travaux de divers physiciens, dont les principaux furent Born, Bohr et Heisenberg, l'onde associée reçut peu à peu, dans le cas du photon comme dans celui des corpuscules matériels, une interprétation purement probabiliste

et il est aujourd'hui classique d'admettre que le carré de son amplitude $\Psi\Psi^*$ représente en tout point de l'espace la probabilité de présence du corpuscule.

Ainsi se trouvaient conciliées les deux conceptions jusque là contradictoires d'onde et de corpuscule, qui furent dès lors considérées comme « deux aspects complémentaires » de la réalité (1).

L'optique électronique, cependant, s'édifiait peu à peu. A la suite des travaux de L. de Broglie qui avait attiré l'attention sur l'analogie — connue depuis Hamilton mais longtemps négligée — entre les lois de l'optique géométrique et celles de la mécanique classique, le physicien allemand H. Busch [12] étudiait en 1926 le principe de ce qui fut la première « lentille électronique ». Depuis cette date, l'optique électronique géométrique, qui n'est qu'un chapitre de la mécanique du point matériel, connut un essor très rapide. L'existence de l'onde broglienne, dont la fréquence était environ 100 000 fois celle de la lumière, ouvrait en effet aux expérimentateurs de brillantes perspectives : la possibilité, entre autres, d'abaisser de manière considérable les limites de perception des instruments d'observation.

Aussi est-ce vers la réalisation de tels instruments que s'orientèrent les premiers efforts des chercheurs. A l'heure actuelle, l'optique électronique géométrique est parvenue à un développement très avancé, tant sur le plan théorique que sur le plan instrumental. Elle constitue une discipline comparable, par son étendue, à l'optique géométrique des rayons lumineux et fait l'objet d'ouvrages déjà classiques, tels en France ceux de L. de Broglie [7], G. Dupouy [19], P. Grivet et ses collaborateurs [42].

Du fait de la nature ondulatoire des corpuscules, cette optique géométrique, pour les électrons comme pour les photons, ne constitue pourtant qu'une première approximation d'une optique ondulatoire qui, elle, a relativement peu évolué depuis ses origines.

La très faible valeur de la longueur d'onde associée aux électrons (100 000 fois plus faible que celle des ondes visibles, plus faible encore que celle des rayons X) rend en effet très délicate l'expérimentation dans ce domaine et il fallait, pour en aborder l'étude systématique, disposer d'un appareillage suffisamment élaboré, dont la souplesse permît de l'adapter facilement à des montages variés.

C'est en partie pourquoi l'optique ondulatoire des corpuscules n'a pas encore connu un développement comparable à celui qui se poursuit depuis Fresnel pour la lumière et s'est longtemps limitée à quelques résultats isolés ou fortuits, ainsi qu'au vaste domaine de la diffraction par les réseaux cristallins. Cette dernière technique constitue sans aucun doute une discipline nouvelle, parvenue aujourd'hui à un remarquable développement. Mais, bien plus que vers l'étude de

(1) Ce dualisme « onde-corpuscule » et l'interprétation probabiliste qu'il a reçue ont parfois conduit à des résultats difficilement admis par certains auteurs. C'est le cas, en particulier, de la « non-localisation » du corpuscule qui, entre son émission et son interaction avec un obstacle, est considéré comme n'ayant pas une position et une vitesse instantanée (c'est-à-dire une trajectoire) bien définies. Aussi certaines tentatives sont-elles faites encore aujourd'hui en faveur du rétablissement de la localisation du corpuscule et d'un retour au déterminisme. Citons à ce sujet les études récentes de L. de Broglie [8, 9] ainsi qu'un exposé d'ensemble de cet auteur [10] contenant une mise au point bibliographique.

l'électron lui-même, elle est orientée vers l'étude du cristal et constitue ainsi en optique électronique l'équivalent de la radiocristallographie en optique.

C'est seulement au cours des dernières années que divers chercheurs ont essayé d'aborder de manière systématique l'étude de ce nouveau domaine. Avant de passer en revue ces tentatives plus récentes, nous rappellerons brièvement les principaux résultats expérimentaux qui, depuis ses origines, vinrent confirmer la validité de la mécanique ondulatoire.

2. **Premières preuves expérimentales de la mécanique ondulatoire.** — L'existence de l'onde associée fut vérifiée dès 1927 par Davisson & Germer [17] qui obtinrent accidentellement, avec des électrons lents, le diagramme de diffraction d'un monocristal de nickel. L'étude de l'interaction d'un faisceau avec les cristaux, dont Elsässer [25] avait suggéré qu'elle pourrait permettre une vérification de l'hypothèse de L. de Broglie, était déjà poursuivie dans le domaine des rayons X depuis les travaux réalisés par von Laue (1912). Cette méthode permit à G. P. Thomson [69] d'obtenir en 1927, avec des électrons rapides (quelques dizaines de milliers de volts), le premier diagramme de diffraction électronique par transmission et Ponte [64, 65] put vérifier la formule de L. de Broglie avec une précision de trois millièmes (1930).

Depuis cette époque, les méthodes de diffraction des électrons par les cristaux ont pris un essor considérable et constituent une importante technique de l'analyse structurale des réseaux cristallins.

Mais indépendamment de ce développement, quelques auteurs cherchèrent à reproduire avec les ondes électroniques quelques-unes des nombreuses expériences classiques depuis Fresnel dans le domaine de l'optique physique.

C'est ainsi qu'en 1928, Rupp [67] obtenait avec des électrons lents des phénomènes de diffraction par un réseau optique tangent. Les diagrammes obtenus montraient l'existence de la diffraction, mais les images étaient toutefois trop imparfaites pour se prêter à de réelles vérifications.

On doit à Boersch [3] d'avoir obtenu les premières franges de Fresnel du bord d'un écran avec des faisceaux d'électrons. Depuis cette date, ces franges ont été observées par de nombreux expérimentateurs qui ont cherché à en obtenir un nombre aussi grand que possible. Rappelons qu'il est d'ailleurs très facile d'observer les premières de ces franges dans un microscope électronique lorsqu'on forme l'image d'un objet à contour net et que l'on s'écarte légèrement de la mise au point. L'apparition de cette « frange de bord » est considérée comme un test de la qualité générale de l'instrument. Hillier & Ramberg [45] ont montré comment elle permettait de déceler un léger astigmatisme de l'objectif du microscope et de guider l'opérateur dans la correction de cet astigmatisme, suivant une méthode aujourd'hui bien classique.

A la mise en évidence de ces phénomènes de diffraction vint bientôt s'ajouter l'observation de véritables franges d'interférences, formées sur certaines lamelles cristallines telles que des lamelles d'oxyde de molybdène, d'iodure de plomb, de graphite.

Il semble que les premières observations soient dues à Mitsuishi, Nagasaki & Uyeda [55], bientôt imités par Fues & Wagner [40], Menzel-Kopp [54], Bernard

& Pernoux [2] (2), Pfister [62], Rang [66], Ito & Ito [47], Niehrs [60], Hibi, Kambe & Honjo [44], Farrand & Rees [34].

Toutes ces observations fort variées étaient toutefois bien souvent le fait du hasard et nécessitaient un concours de circonstances favorables, telles que la superposition de deux cristaux, la présence d'une cavité par clivage dans une lamelle. Elles se prêtaient peu à des expériences systématiques dans lesquelles l'expérimentateur disposerait des divers paramètres.

3. **Premières tentatives d'interférométrie directe.** – C'est vers 1952 que L. Marton attira l'attention sur l'intérêt du développement d'une *interférométrie électronique* et s'attacha à la réalisation d'un interféromètre où deux faisceaux cohérents séparés étaient obtenus et regroupés par diffraction par des lames monocristallines (fig. 1). Il obtint ainsi des franges d'interférences, mais l'expérience s'avérait délicate et l'observation difficile [51 à 53].

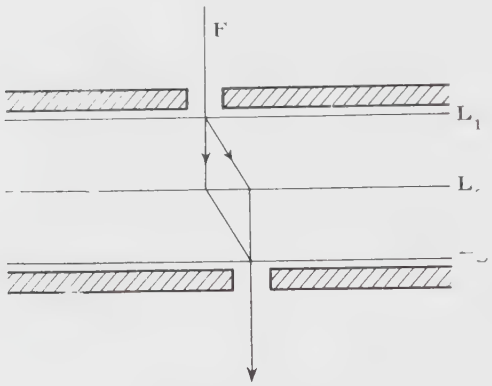


Fig. 1. — Interféromètre à lames monocristallines [52] : F, faisceau incident ; L_1, L_2, L_3, lames monocristallines.

L'idée était cependant séduisante, car l'interféromètre ainsi proposé était du type « diviseur d'amplitude », c'est-à-dire du type le plus courant et le plus facilement exploitable en optique. Il semble toutefois qu'en raison de leur difficulté ces essais aient été au moins provisoirement abandonnés et qu'ils n'aient pu conduire à aucune application pratique.

En 1954 enfin, Möllenstedt & Düker [57] (3) réalisèrent pour la première fois un interféromètre du type « diviseur de front d'onde », qui représente en optique électronique l'équivalent du montage optique du biprisme de Fresnel. Cet appareil, dont nous rappellerons plus loin le principe, s'avéra d'un emploi assez souple et permit l'observation de phénomènes nets.

4. **Intérêt de l'étude d'un interféromètre à lentilles magnétiques.** — Pour réaliser l'expérience du biprisme de Fresnel en optique électronique, Möllenstedt & Düker utilisaient essentiellement une optique à lentilles électrostatiques cylindriques et la tension d'accélération initiale du faisceau était inférieure à 30 kV.

Cette tension un peu faible ne permit pas à ces auteurs d'étudier l'action de lames matérielles interposées sur le faisceau ; du fait de l'importance, pour les faibles tensions, de la diffusion inélastique à la traversée d'un film mince, les faisceaux transmis n'étaient plus suffisamment cohérents et les franges d'interférences n'étaient plus visibles. Aussi ce montage dut-il être transformé pour

(2) Voir aussi E. Pernoux [61].
(3) Voir aussi H. Düker [18].

permettre l'utilisation d'électrons de plus grande énergie. Et c'est vers la fin de 1956, alors que nous-même présentions les premiers résultats obtenus dans ce domaine avec le montage que nous allons décrire [26], que ces auteurs parvenaient indépendamment à des conclusions comparables, obtenues pour des tensions d'accélération de l'ordre de 50 kV [58].

Les difficultés initiales de Möllenstedt & Düker nous avaient incité à réaliser un montage nouveau, utilisant des lentilles magnétiques qui permettaient d'obtenir des distances focales plus courtes que les lentilles électrostatiques, des constantes d'aberration plus faibles et avec lesquelles l'emploi d'électrons d'énergie supérieure à 50 ou 100 keV ne devait pas présenter de difficultés.

Ces lentilles furent presque exclusivement des lentilles à symétrie de révolution, qui conservaient à l'appareil toute sa souplesse en lui permettant de s'adapter aux montages optiques les plus variés.

De plus, quelques améliorations dans la réalisation de la source et du biprisme permirent la mise au point d'un interféromètre qui donna des résultats satisfaisants et conduisit à certaines applications telles que la réalisation de mesures interférométriques et la mise au point d'une véritable technique de microscopie électronique interférentielle.

II. L'interféromètre à lentilles magnétiques

1. **Principe de l'interféromètre.** — L'appareil est un interféromètre diviseur de front d'onde, qui utilise des franges d'interférences non localisées, du type des franges du biprisme de Fresnel.

1. Le biprisme de Fresnel en optique et en optique électronique. — La figure 2 en illustre le principe en optique et en optique électronique.

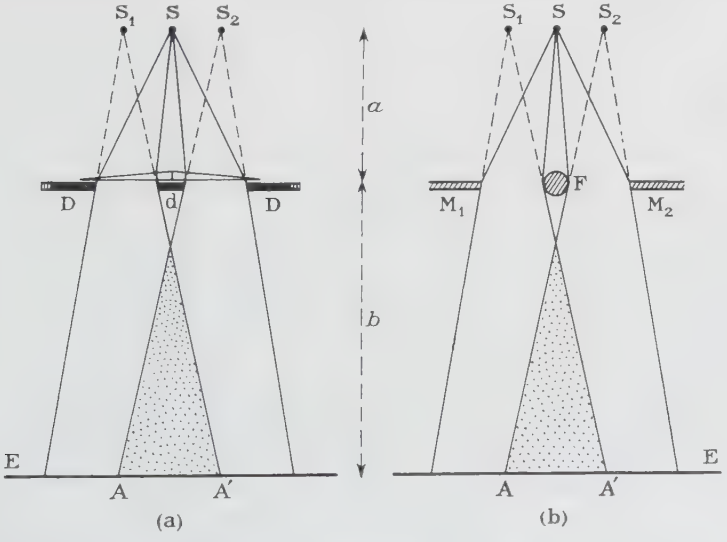


FIG. 2. — Schéma de principe du biprisme de Fresnel : a) en optique ; b) en optique électronique.

Une source S qui peut être linéaire est disposée à la distance a d'un biprisme constitué en optique par deux prismes de petit angle accolés par leurs bases. On observe, sur un écran E situé à la distance b du biprisme, l'interférence des deux faisceaux qui, après avoir traversé le système, semblent provenir des deux sources virtuelles, cohérentes et synchrones S_1 et S_2, images de S.

Si les parties utiles du biprisme sont limitées par des diaphragmes d et D, le champ d'interférences qui s'étend sur l'écran de A à A′ sera modulé par les franges de diffraction de ces diaphragmes. En optique électronique, le rôle du biprisme peut être joué par un fil cylindrique très fin et conducteur F, tendu entre deux électrodes M_1 et M_2 réunies à la masse de l'appareil ; si l'on porte ce fil à un potentiel positif par rapport aux électrodes, les champs électrostatiques créés de part et d'autre du fil dévient les deux faisceaux vers l'axe de l'appareil ; lorsqu'ils parviennent sur l'écran, ils semblent provenir des deux sources virtuelles S_1 et S_2.

2. Ordres de grandeur et conditions à réaliser. — Il est bien connu en optique que si la distance des sources est $S_1S_2 = 2\,l$, l'interfrange dans le plan d'observation est donné par

$$i = \lambda(a + b)/2l\,, \tag{2}$$

λ étant la longueur d'onde de la radiation utilisée.

Dans l'expérience optique où λ est voisin de 0,5 μ la distance $a + b$ sera couramment de l'ordre de 2 m, la distance $2\,l$ des sources de l'ordre de 1 cm, ce qui conduit à un interfrange de 0,1 mm ; les franges sont aisément observables.

En optique électronique, la longueur d'onde associée à des électrons de 50 kV est voisine de $\lambda_e = 0{,}05$ Å, soit environ 100 000 fois plus petite que la longueur d'onde moyenne du spectre visible. L'observation de franges dans des conditions comparables à celles définies ci-dessus ne sera possible que si l'on augmente dans les mêmes proportions le rapport $k = (a + b)/2l$.

La distance de projection des franges $a + b$ peut difficilement prendre des valeurs importantes. Pour des raisons de stabilité mécanique comme de sensibilité aux diverses causes possibles de perturbation, il est souhaitable qu'un appareil d'optique électronique garde des dimensions assez voisines du mètre. Néanmoins on peut toujours augmenter artificiellement cette distance de projection en agrandissant le plan des franges par un dispositif électrooptique convenable.

Le seul paramètre dont on dispose encore est la distance $2\,l$ des sources. Cette distance peut être arbitrairement réduite, mais l'existence d'un champ d'interférences n'est alors possible que si le fil du biprisme est suffisamment fin. Nous préciserons ses dimensions dans la suite et verrons également les conditions imposées à la source S qui doit être suffisamment étroite (sa largeur ne doit pas excéder 500 à 1 000 Å).

L'interféromètre proposé comprendra donc, on le voit, trois parties essentielles : la source d'électrons, le biprisme proprement dit et le système d'observation.

2. **Le montage expérimental : réalisation pratique.** — *1. Généralités sur l'appareillage.* — L'expérimentation dans ce domaine nouveau de l'optique électronique réclamait un matériel présentant de suffisantes garanties de souplesse, de commodité de transformation, ainsi que de stabilité générale mécanique et

électrique. Nous avons pu disposer d'un *banc d'optique électronique*, dont la conception est due à C. Fert et qui a fait l'objet d'une première description au Congrès international de Londres [35] (4).

Cet ensemble dont plusieurs versions améliorées ont été réalisées, se compose d'éléments normalisés, interchangeables, qui peuvent être empilés les uns sur les autres, l'étanchéité au vide étant assurée d'un élément à l'autre par des joints toriques de néoprène. Il comporte les éléments habituels d'un microscope électronique (canon à électrons, condenseur, chambre d'objet, objectif, lentille intermédiaire, projecteur et chambre d'observation), tous centrables les uns par rapport aux autres et pouvant être montés sur un statif contenant la chambre photographique et le groupe de vide (dont seule la pompe primaire a été éloignée afin d'éliminer les vibrations mécaniques).

Tous ces éléments peuvent être associés dans un ordre arbitraire et il est toujours possible d'introduire en un point quelconque de la colonne une pièce supplémentaire (lentille, support, etc.).

Les lentilles magnétiques de cet appareil sont alimentées par des générateurs redressés et stabilisés en courant, construits au Laboratoire (d'Ast [16]), capables de délivrer une intensité de 120 mA dont les variations restent en 1 mn inférieures à 1/100 000.

Pour la haute tension, réglable de 0 à 100 kV, nous avons disposé d'un générateur un peu ancien, de type Greinacher, dont la dérive a été réduite en intercalant entre la sortie positive et la masse un dispositif de compensation décrit par J. Moncassin [59] dans sa thèse de doctorat.

Les tensions de travail ont varié, suivant les expériences, entre 50 et 100 kV.

2. Schéma général du montage. — Le montage de l'interféromètre est schématisé sur la figure 3. Le canon à électrons K, de type classique, est suivi d'une lentille condenseur C qui forme au voisinage de l'objectif O l'image du cross-over. Dans l'entrefer du condenseur est disposé un diaphragme S_0, généralement constitué par une fente dont la largeur n'excède pas quelques microns. C'est l'image réduite S de ce diaphragme, donnée par l'objectif O au voisinage de son plan focal, qui pour l'interféromètre constitue la source effective d'électrons. L'objectif est suivi d'une chambre intermédiaire, dont la lentille L n'est utilisée que pour certains réglages.

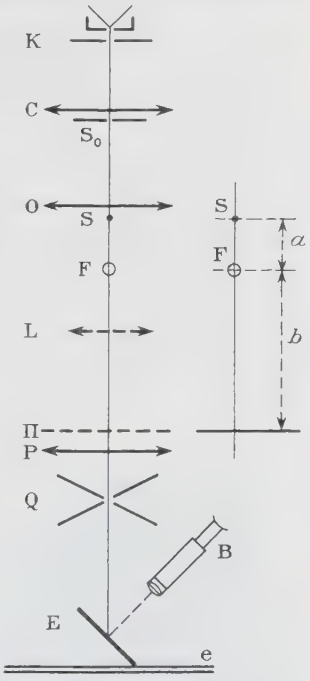


FIG. 3. — L'interféromètre à lentilles magnétiques. Schéma du montage : K, canon à électrons ; C, condenseur ; S_0, fente-source ; S, source ; O, objectif ; F, fil du biprisme ; L, lentille intermédiaire ; Π, plan d'observation ; P, projecteur ; Q, lentille quadrupolaire ; E, écran fluorescent ; B, loupe binoculaire ; e, émulsion photographique.

(4) Les lentilles électroniques magnétiques de ce banc sont décrites au chapitre IV de l'article de P. Durandeau & C. Fert [23].

Le biprisme, constitué principalement d'un fil d'araignée F métallisé et porté à un potentiel positif de quelques volts, est disposé à une hauteur variable entre objectif et lentille intermédiaire, sur un support mécaniquement centrable et orientable.

Le projecteur P donne du plan d'observation Π une image grandie 200 fois environ sur l'écran fluorescent E ou l'émulsion photographique e.

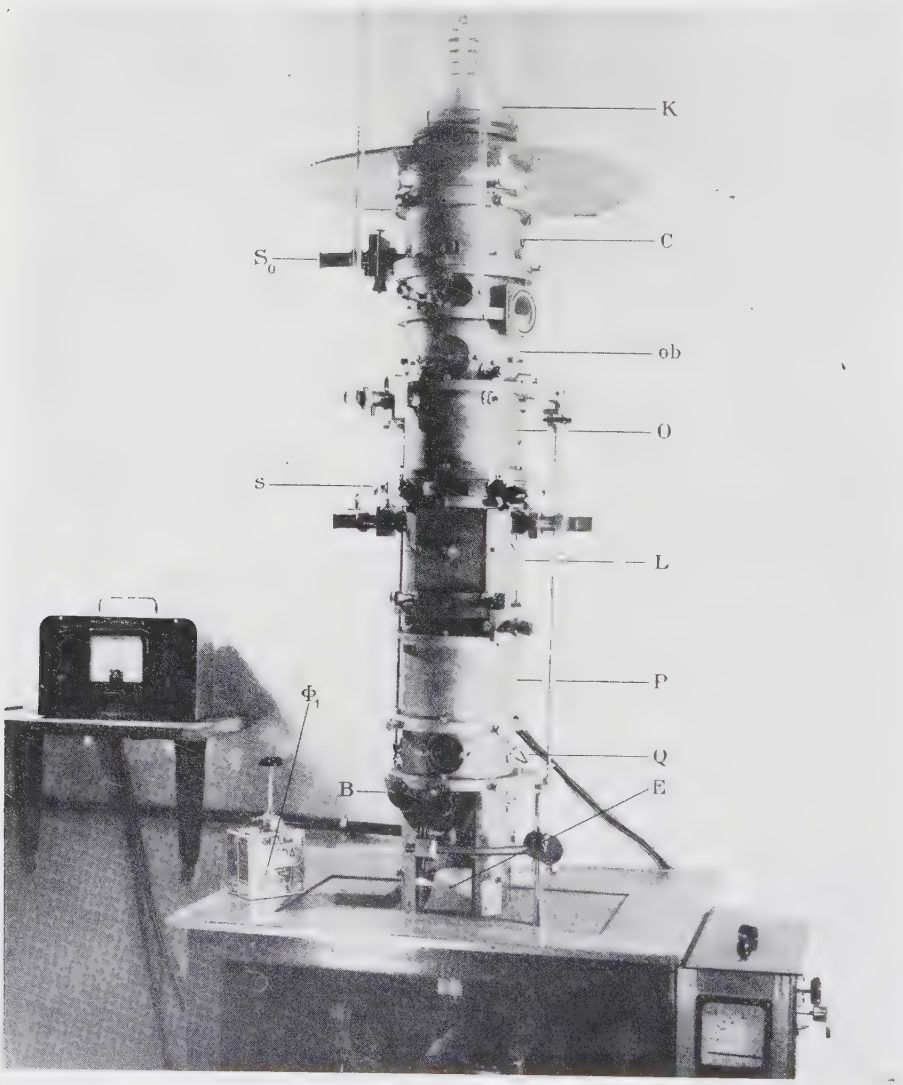


Fig. 4. — L'interféromètre à lentilles magnétiques : K, canon à électrons ; C, condenseur ; S_0, fente-source ; ob, chambre d'objet ; O, objectif ; s, support du biprisme ; L, lentille intermédiaire ; P, projecteur ; Q, lentille quadrupolaire ; E, écran fluorescent ; B, loupe binoculaire ; Φ_1, pile (potentiel du biprisme).

A la suite du projecteur peut être utilisée une lentille quadrupolaire magnétique Q, susceptible de réduire le grandissement dans la direction parallèle aux franges et de l'augmenter dans la direction perpendiculaire. On obtient ainsi à la fois, pour certains réglages, un gain de grandissement dans la direction utile et un gain d'éclairement.

Les franges sont observées sur l'écran à l'aide d'une loupe binoculaire B de bonne clarté, grossissant environ 6 fois.

L'ensemble de la colonne de l'interféromètre est représenté sur la figure 4.

3. La source d'électrons. — L'ensemble canon-condenseur ne diffère pas des montages classiques. Le canon est réglé au maximum de luminance et l'on prend la simple précaution d'orienter le plan du filament parallèlement à la direction de la fente.

La fente S_0, qui est un des éléments délicats du montage, est supportée par une pièce centrable qui peut également être déplacée suivant l'axe du condenseur, dans le champ de cette lentille, ce qui équivaut à une orientation de quelques degrés.

Les lèvres de la fente sont deux fines lamelles de tantale, dont les bords ont été soigneusement rodés et dont l'écartement est réglable sur leur support.

Le support est constitué d'une lame de tantale épaisse ; les coefficients de dilatation du support et des lèvres sont ainsi identiques, ce qui évite le déréglage de la fente lorsqu'elle est soumise au faisceau. Le tout est porté par une pièce en laiton solidaire d'un porte-diaphragme et peut être introduit ou écarté du faisceau, sous vide, sans démontage.

La largeur de la fente est habituellement réglée, sous un microscope binoculaire, à une valeur comprise entre 3 et 5 μ. Sa distance à l'objectif étant de l'ordre de 20 cm, et la longueur focale ([5]) de l'objectif étant légèrement supérieure à 3 mm, le rapport de réduction est d'environ 60 ; la source effective d'électrons S a une largeur comprise entre 500 et 1 000 Å.

Ajoutons que ce mode de réalisation conduit à une source qui, géométriquement, est parfaitement limitée et doit être préféré à la méthode, parfois utillisée, qui consiste à former avec plusieurs lentilles de forte convergence une image réduite du cross-over de l'appareil.

4. Le biprisme. — C'est avec la fente la pièce la plus délicate du montage. Elle est représentée en coupe sur la figure 5.

Le fil du biprisme est un fil d'araignée, chromé par évaporation sous vide, dont le diamètre varie entre 0,1 et 0,4 μ. Les fils d'araignée sont nettement plus fins que les fils de quartz, tels que ceux employés par Möllenstedt & Düker, et dont le diamètre est rarement inférieur à un ou quelques microns ; ils présentent en outre l'avantage d'une certaine élasticité qui rend leur manipulation plus aisée.

Ce fil est tendu et centré sur une cupule de laiton (3 sur la figure) percée en son centre d'un trou de 0,4 mm de diamètre. Cette cupule, isolée de la masse de l'appareil par une pièce en araldite (1) peut être portée à un potentiel convenable

([5]) Dans la formation de l'image de la fente, la totalité du champ de l'objectif est utilisée et la longueur focale à considérer est la longueur focale asymptotique de cette lentille.

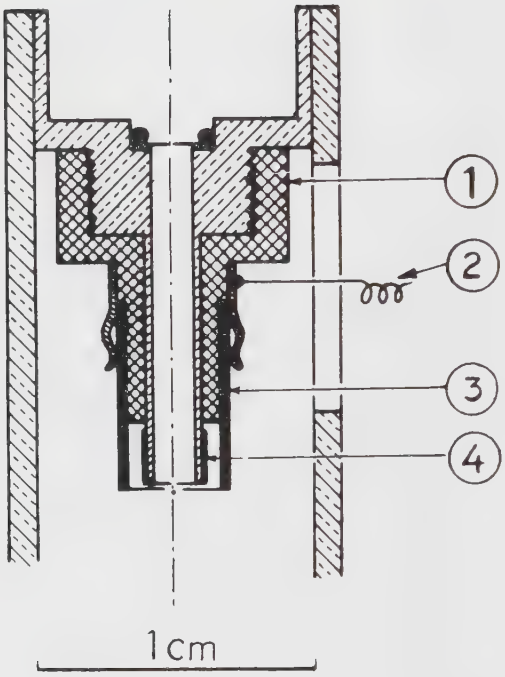


Fig. 5. — Coupe du biprisme : 1, isolant ; 2, amenée de tension ; 3, support du fil ; 4, diaphragme.

par l'intermédiaire d'un fil isolé soudé à un petit ressort (2). Immédiatement au-dessus, une deuxième cupule (4) percée d'un trou de 0,1 mm de diamètre et centrée par rapport à la première, est au potentiel de la masse de l'appareil.

La figure 6 présente, à côté d'une allumette photographiée de manière à fixer l'échelle de la reproduction, une vue en plan du biprisme : au centre de l'ouverture de la cupule support du fil, on aperçoit le trou de la cupule supérieure. Le fil d'araignée apparaît grâce à un éclairage très rasant.

La mise en place du fil sur la cupule a nécessité la réalisation d'un montage. Elle se fait sous une loupe binoculaire à grande distance frontale. Le fil, tendu sur un anneau de cuivre, est disposé sur une platine tournante et centrable. La cupule, disposée au-dessous de cette platine, est déplacée verticalement à l'aide d'une crémaillère et amenée au contact du fil, que l'on y fixe au moyen de deux gouttes de peinture conductrice « Aquadag ». Ce montage, très simple, s'est révélé particulièrement commode et a permis la réalisation de nombreuses micromanipulations.

Le biprisme ainsi constitué est introduit dans un tube en laiton qui pénètre à l'intérieur des pièces polaires de l'objectif. Sa distance au plan focal image de l'objectif peut varier de 0 à une dizaine de centimètres. En outre, la pièce qui le supporte peut, sous vide, être déplacée suivant deux directions rectangulaires et tourner d'une manière continue.

Le biprisme étant assez fragile et devant être fréquemment contrôlé ou remplacé, il est commode de pouvoir le retirer de l'appareil ou l'y introduire sans démontage. Cette opération est facilitée par la présence, au-dessous de l'objectif, *de la chambre intermédiaire*, visible en coupe sur la figure 7.

5. La chambre intermédiaire. — On sait que dans un microscope électronique on introduit souvent, entre l'objectif et le projecteur, une troisième lentille, dite lentille intermédiaire, qui permet soit un réglage continu du grandissement, soit un passage continu de la microscopie à la microdiffraction, c'est-à-dire de l'observation d'une image de l'objet à celle de son diagramme de diffraction, formé dans le plan focal image de l'objectif.

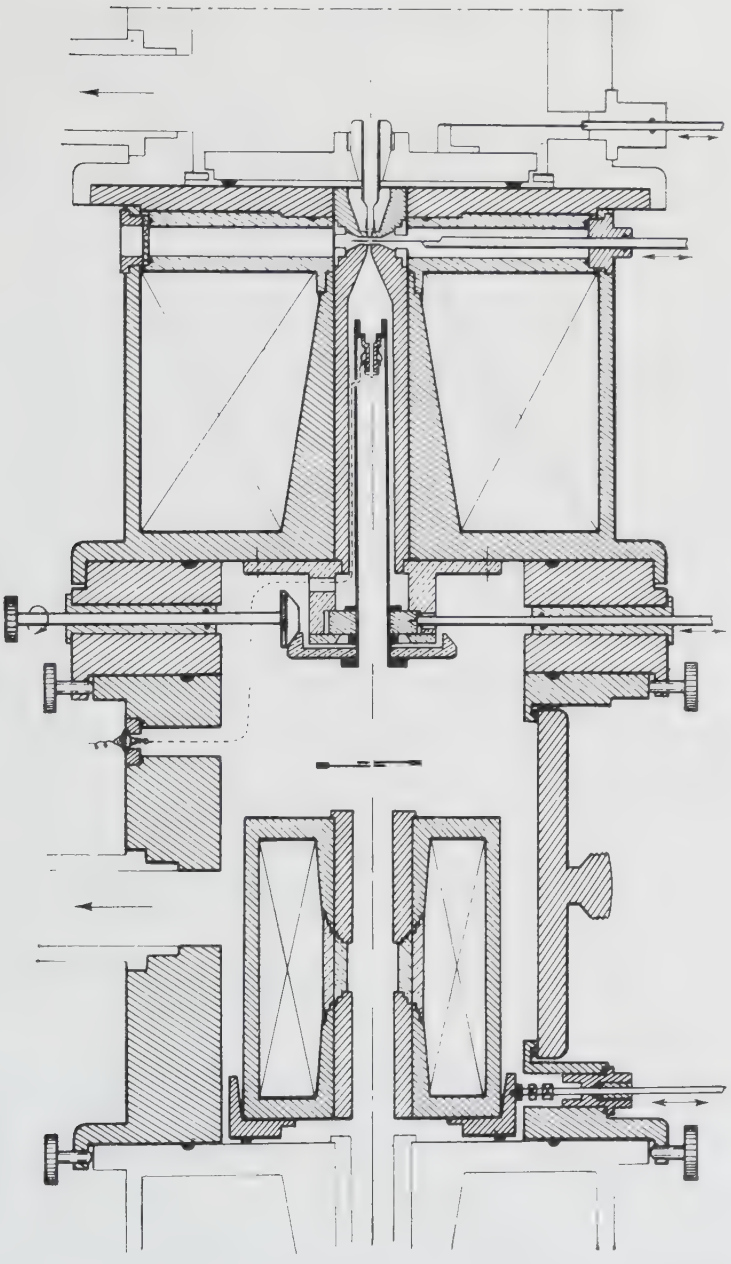


FIG. 7. — Coupe schématique des éléments de l'interféromètre contenant le biprisme : objectif, support du biprisme et chambre intermédiaire.

Le banc d'optique à partir duquel a été construit l'interféromètre dispose d'une chambre intermédiaire qui possède les dimensions normalisées des éléments du banc, sur lesquels elle peut être centrée. Elle comporte à sa partie inférieure un

berceau dans lequel repose une lentille intermédiaire, centrable de l'extérieur et *amovible*. Si on enlève cette lentille, on peut accéder sans difficulté aux éléments supérieurs et inférieurs et, par exemple, enlever les pièces polaires de l'objectif et du projecteur sans autre démontage, ou introduire le biprisme.

Deux porte-objet, visibles sur la figure 4, permettent en outre de disposer, à ce niveau de la colonne, diaphragmes, objets divers ou tout autre élément ([6]).

La lentille intermédiaire ne joue aucun rôle essentiel dans l'interféromètre. Elle est néanmoins fort utile au cours des divers réglages préliminaires, tels que le centrage ou l'orientation du biprisme.

6. Le système d'observation. — Le plan d'observation n'est autre que le plan focal objet du projecteur dont cette lentille donne sur l'écran fluorescent une projection conique à partir de son foyer image. Le grandissement, variable avec l'énergie du faisceau et l'excitation de la lentille, est généralement compris entre 150 et 200 et peut être modifié par l'action d'une lentille quadrupolaire magnétique disposée à la suite du projecteur.

L'action sur un faisceau de corpuscules d'un groupe quadrupolaire a depuis plusieurs années été examinée par divers auteurs (Grivet & Septier [43]). Dans les conditions où il est employé ici, le groupe quadrupolaire réalise une anamorphose ; un calcul simple montre (Fert & Saporte [37]) que le grandissement M du projecteur devient

$$(3)\quad \begin{cases} M_1 = M(1+\gamma) \text{ dans une des directions caractéristiques et} \\ M_2 = M(1-\gamma) \text{ dans la direction rectangulaire,} \end{cases}$$

γ étant proportionnel à $nI/\sqrt{\Phi_0^*}$, si n, I et $\Phi_0^* = \Phi_0[1 + (e\Phi_0/2m_0c^2)]$ désignent le nombre de spires, l'intensité dans chaque enroulement et la tension accélératrice corrigée de la relativité ($0 < \gamma < 1$).

Dans ces conditions un cercle de rayon a (et d'aire πa^2) devient une ellipse de demi-axes $(1+\gamma)\,a$, $(1-\gamma)\,a$ et d'aire $\pi(1-\gamma^2)\,a^2$.

Le grandissement a été multiplié par $1+\gamma$ dans la direction utile et l'éclairement par $1/(1-\gamma^2)$, facteur toujours supérieur à l'unité et qui peut devenir élevé si γ tend vers 1.

Indiquons toutefois que les franges sont couramment observées et enregistrées sans groupe quadrupolaire, ce qui est nécessaire si l'on désire conserver un grandissement isotrope.

Cette lentille est surtout utilisée pour l'observation visuelle, en particulier lorsqu'on désire beaucoup de « lumière » pour parfaire un réglage délicat.

7. Orientation du biprisme et de la source. — Le réglage le plus important est celui du parallélisme du fil du biprisme et de la source S, rendu très critique par l'emploi d'une source linéaire.

Si 2ε désigne la largeur de la source et d sa longueur, il est clair qu'un défaut d'orientation d'un angle α équivaut à un élargissement de la source d'une quantité

$$(4)\qquad 2\,\Delta\varepsilon = \alpha\, d\,.$$

([6]) Cette conception originale de la chambre intermédiaire a été retenue pour la réalisation du microscope électronique commercial français O. P. L. [38].

C'est dire qu'une rotation de $\alpha = 2\,\varepsilon/d$ équivaut à doubler la largeur de la source.

Pour la source utilisée, dont les dimensions sont d'environ 500 Å de largeur et 5 μ de longueur, cet angle vaudrait $\alpha = 10^{-2}$ rd, soit un peu plus d'un demi-degré. Il faudra, dans ces conditions, régler le parallélisme de la fente et du fil à mieux que 0,1°. Cette orientation est obtenue sur l'interféromètre en deux stades.

Un réglage grossier est réalisé mécaniquement en faisant tourner en cours d'observation le support du biprisme.

Puis un réglage plus fin est obtenu, sans toucher au biprisme, en orientant l'image S de la fente, soit par un déplacement de la fente elle-même suivant l'axe du condenseur, soit par une variation du courant de la lentille-objectif : sans action appréciable sur la position axiale de l'image S et sur sa distance au biprisme, cette variation de courant provoque une rotation de l'image et permet ainsi, d'une manière très souple, un réglage précis de l'orientation que l'on contrôle d'après la netteté des franges obtenues.

Ajoutons enfin que ce réglage peut être réalisé, lorsque pour certaines applications l'excitation de l'objectif est imposée, en utilisant immédiatement après le condenseur une « lentille de rotation », constituée par un enroulement sans fer d'assez grand diamètre, dont la convergence est très faible et pratiquement sans action sur la position de S alors que la rotation, réglable, peut atteindre une vingtaine de degrés.

3. **Résultats expérimentaux.** — Dans un premier stade, afin de contrôler les qualités optiques du montage, tant du point de vue de la cohérence du faisceau que de la stabilité générale de l'instrument, nous avons abordé l'étude de quelques phénomènes de diffraction de Fresnel à distance finie, qui nous a conduit à la réalisation d'une première expérience d'interférences, nouvelle en optique électronique : *l'expérience des trous de Young*.

Pour observer de tels phénomènes, il suffisait de remplacer en F (fig. 3) le biprisme par un objet diffractant convenable (trou, fil, bord d'écran par exemple). La fente disposée en S_0 convenait à l'observation de franges de diffraction linéaires. Dans les autres cas, elle a été remplacée par un diaphragme circulaire de 10 μ de diamètre, dont l'image S était de l'ordre de 1 600 Å.

1. Source ponctuelle. Diffraction de Fresnel par une ouverture circulaire. Expérience des trous de Young. — L'expérience est facile à réaliser. Il suffit par exemple de disposer en F une pellicule de collodion métallisée (argentée ou chromée), percée de petits trous. Ces trous se forment parfois spontanément au cours du séchage de ces films et leurs dimensions varient couramment entre quelques dixièmes de micron et quelques microns. En examinant systématiquement un grand nombre de préparations, nous avons pu enregistrer des figures de diffraction de Fresnel caractéristiques d'ouvertures circulaires de diamètres croissants (fig. 8). Ces franges sont tout à fait identiques à celles qu'on obtient en optique et que présentent les ouvrages classiques (Bouasse & Carrière [4], Bruhat [11]).

Il était intéressant d'essayer dans ces conditions de reproduire l'expérience d'interférences bien connue en optique sous le nom d'expérience des trous de Young.

Il suffisait pour cela d'enregistrer le diagramme obtenu pour deux trous très voisins, de diamètres comparables. Après plusieurs essais, nous avons réussi [26] à obtenir de telles franges, dont la figure 9 montre l'aspect (7). Les trous utilisés avaient un diamètre de l'ordre du micron et leurs centres étaient voisins d'environ $d = 1{,}5$ μ. L'interfrange, sur l'écran, est comme en optique

$$i = (\lambda b/d)\, M\,, \tag{5}$$

M désignant le grandissement du projecteur.

Cette valeur est en accord avec l'interfrange mesuré sur le cliché, mais pour lequel nous n'avons fait qu'une vérification rapide, nous réservant d'effectuer un contrôle numérique précis sur des phénomènes plus nets.

Cette expérience fondamentale est en effet une expérience difficile, du fait du caractère fortuit de la rencontre de deux trous convenables et surtout du fait de la faible intensité de la source ponctuelle ; les phénomènes ne sont pas visibles sur l'écran et doivent être photographiés avec des durées de pose de l'ordre de 2 mn.

Cette faible intensité de la source donne lieu d'ailleurs à une remarque intéressante.

Remarque. — Le cliché de la figure 9 a été pris avec une durée de pose de 100 s sur plaque « Micro Lumière » dont les courbes de noircissement ont été établies par M^me^ N. Colombié [14]. Ces courbes permettent de déduire de la densité optique moyenne du négatif (après développement et fixage) la valeur de la lumination et par suite de l'éclairement moyen de l'écran.

Pour le cliché considéré, cette densité optique, légèrement inférieure à l'unité, correspond à une lumination de 2.10^{-11} C/cm^2, soit à un éclairement de 2.10^{-13} A/cm^2.

La figure d'interférences occupe une surface d'environ 1 mm^2 ; pour l'ensemble de cette figure, la plaque a donc reçu 2.10^{-13} C, soit environ 12 000 électrons par seconde. Ce sont des électrons de 50 keV dont la vitesse est de l'ordre de 120 000 km/s. Si nous admettons qu'ils sont des corpuscules indépendants les uns des autres et régulièrement répartis dans le faisceau, l'intervalle moyen qui sépare deux électrons successifs serait de 10 km.

C'est dire que lorsqu'un électron atteint la plaque, l'électron qui le suivra n'a pas encore quitté le filament émetteur.

Cette remarque restera vraie même lorsque nous utiliserons une fente-source telle que nous l'avons décrite ci-dessus ; dans l'expérience du biprisme de Fresnel, la figure d'interférences occupera couramment 1 cm^2 et la fente-source, de 3 μ de largeur sur 300 μ de longueur, aura une surface environ 10 fois plus grande que le diaphragme de 10 μ de diamètre.

La figure d'interférences recevra 10^3 fois plus d'électrons que dans le cas précédent et ces électrons pourront être considérés comme distants les uns des autres, dans le faisceau, d'environ 10 m ; ici encore, nous pourrons affirmer que les électrons franchissent un à un l'interféromètre et sont enregistrés un à un par

(7) On remarque que sur le cliché présenté, les franges d'interférences des trous de Young présentent une frange *centrale noire*. Ce fait s'explique simplement par la largeur finie de la source, dont le rôle sera précisé dans la suite.

l'émulsion. Ces conditions ont parfois été réalisées en optique, notamment par Taylor, puis Dempster & Batho. Il est intéressant de noter que ce qui est l'exception dans le cas des photons devient ici la règle. La figure d'interférences provient des contributions individuelles et indépendantes de chaque électron, qui peut être considéré comme « interférant avec lui-même ». Ces diverses expériences semblent bien de nature à illustrer la « mécanique » d'un corpuscule matériel isolé dans le vide.

2. Source linéaire. Diffraction de Fresnel par un demi-plan et par un fil. — La figure 10 montre les franges obtenues en disposant en F un demi-plan constitué par une mince lame de carbone, d'environ 150 Å d'épaisseur et présentant un bord rectiligne net. Une telle lame se comporte comme un écran *semi-transparent et déphasant* en optique. Les franges sont visibles aussi bien dans l'ombre géométrique de l'écran que dans la partie libre et la variation de l'éclairement, particulièrement au voisinage de la limite de l'ombre géométrique, est caractéristique du facteur de transmission de la lame et du déphasage introduit.

Ces résultats sont classiques en optique (Bouasse & Carrière [4], Françon [39]). Leur étude a été précisée par Kastler [48] dans le cas d'un demi-plan demi-onde et généralisée dans un travail plus récent au cas où le facteur de transmission et le déphasage sont quelconques (M^lle^ N. Marchand, J. Faget & C. Fert [49]).

Ils sont à rapprocher des expériences faites par Boersch [3] en 1940 et que nous avons signalées plus haut. Dans le montage de Boersch, la source était une « sonde électronique » obtenue par réduction du cross-over au moyen de deux lentilles électrostatiques puissantes. Le demi-plan était placé très près de la source et les franges observées directement sur un écran (ou l'émulsion photographique). Il est à remarquer que ce montage, différent en apparence, est en réalité équivalent à celui que nous avons décrit : la source et le demi-plan employés par Boersch ne sont autres que les images, données par le projecteur P, de la source S et du plan F de la figure 3.

La source S étant toujours linéaire, disposons maintenant le *biprisme* en F et maintenons le fil au potentiel de la masse de l'appareil. On observe sur l'écran les franges de diffraction d'un fil (fig. 11). Ces franges sont identiques aux franges observées en optique. Si le fil utilisé est assez large (quelques microns de diamètre), les franges extérieures sont semblables à celles du bord d'un écran opaque et les franges intérieures aux franges d'interférences que donneraient deux sources synchrones coïncidant avec les bords du fil. Avec un fil fin (une fraction de micron) les franges extérieures présentent des zones de « flou » comme en optique et les franges intérieures, plus intenses, sont très peu nombreuses (frange unique dans le cas d'un fil très fin, fig. 11).

3. Franges d'interférences du biprisme de Fresnel. — Portons le fil à un potentiel positif de quelques volts par rapport à la masse. Nous avons vu que les champs électrostatiques ainsi créés donnaient de la source initiale S deux images S_1 et S_2 se comportant comme deux sources cohérentes.

Les deux moitiés de la figure de diffraction du fil sont déviées vers l'axe de l'appareil et empiètent l'une sur l'autre ; dans la partie commune apparaissent des franges d'interférences, équidistantes, d'autant plus nombreuses et resserrées

que la distance des sources est plus grande, c'est-à-dire que le potentiel du fil est plus élevé. La figure 12 présente les aspects obtenus pour des excitations croissantes du fil.

Le cliché supérieur correspond à une excitation nulle ; ce sont les franges de diffraction de la figure 11.

Les clichés suivants correspondent à des excitations variant de 0 à une quarantaine de volts. Ces franges sont modulées par les franges de diffraction du fil qui, pour une excitation suffisante du biprisme (clichés inférieurs), ne sont autres que les franges de Fresnel d'un demi-plan opaque, les limites M et N du champ d'interférences étant en effet les ombres portées, à partir de S_2 pour M, à partir de S_1 pour N, des bords du fil (fig. 13).

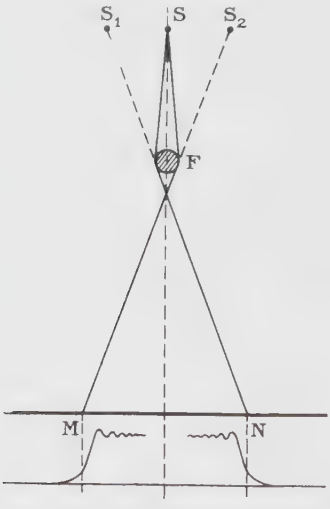


FIG. 13. — Modulation des franges d'interférences par les franges de diffraction du fil.

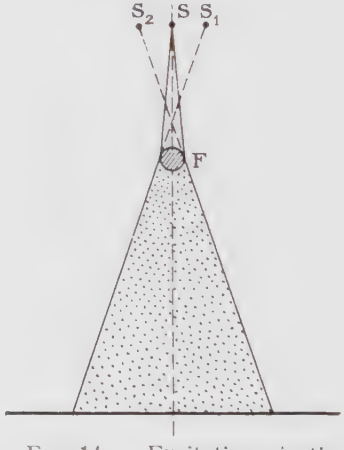


FIG. 14. — Excitation négative du biprisme.

Les franges présentées sont très aisément visibles sur l'écran fluorescent et sont enregistrées sur des émulsions courantes utilisées en microscopie électronique avec de courtes durées de pose, de l'ordre de 3 s.

REMARQUE. — *Excitation négative du biprisme.* — Si au lieu de porter le fil à un potentiel positif, on l'excite négativement, les deux faisceaux s'éloignent de l'axe au lieu de s'en rapprocher (fig. 14), l'ombre du fil s'élargit, il y apparaît des franges de diffraction intérieures. Lorsque la tension appliquée au fil croît (fig. 15, de haut en bas), les franges extérieures deviennent progressivement celles d'un demi-plan et les franges intérieures, équidistantes et d'interfrange constant, deviennent plus nombreuses. Tout se passe, pour les franges extérieures, comme si le fil augmentait de diamètre ; pour les franges intérieures, l'interfrange reste celui que donneraient deux sources synchrones coïncidant avec les bords du fil.

PLANCHE I

FIG. 6. — Vue en plan du biprisme. L'allumette, photographiée à côté du biprisme, fixe l'échelle de la reproduction.

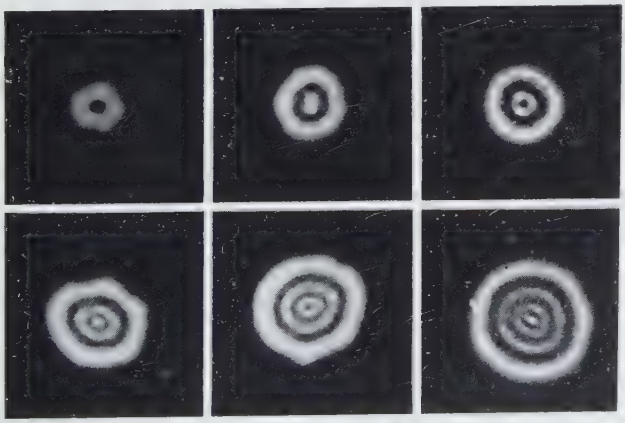


FIG. 8. — Diffraction de Fresnel par des ouvertures circulaires de diamètres croissants.

PLANCHE II

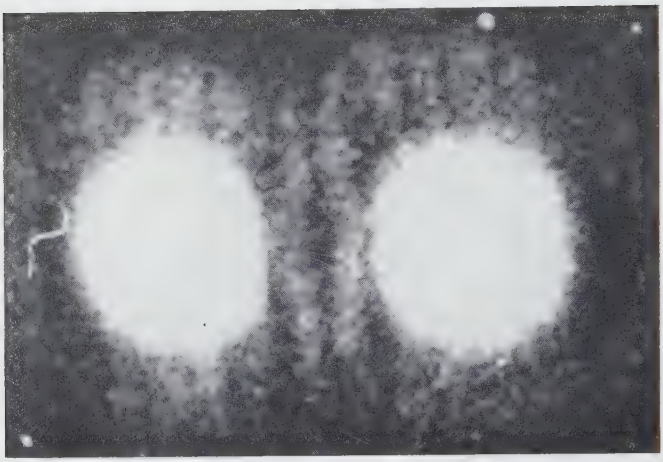


FIG. 9. — Franges des trous de Young en optique électronique.

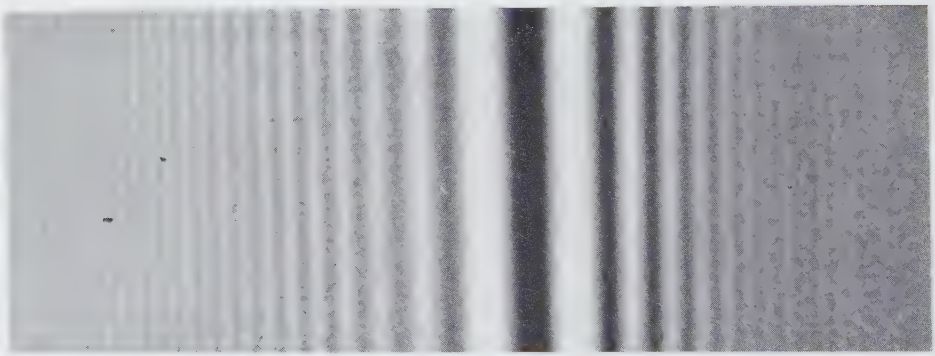


FIG. 10. — Diffraction de Fresnel en optique électronique. Franges du bord d'un écran semi-transparent et déphasant (lame de carbone d'environ 150 Å d'épaisseur).

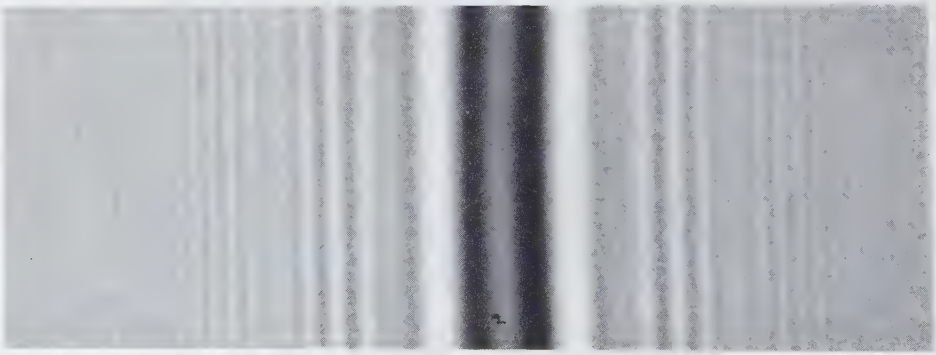


FIG. 11. — Franges de diffraction d'un fil (fil d'araignée métallisé, d'environ 0,3 μ de diamètre).

PLANCHE III

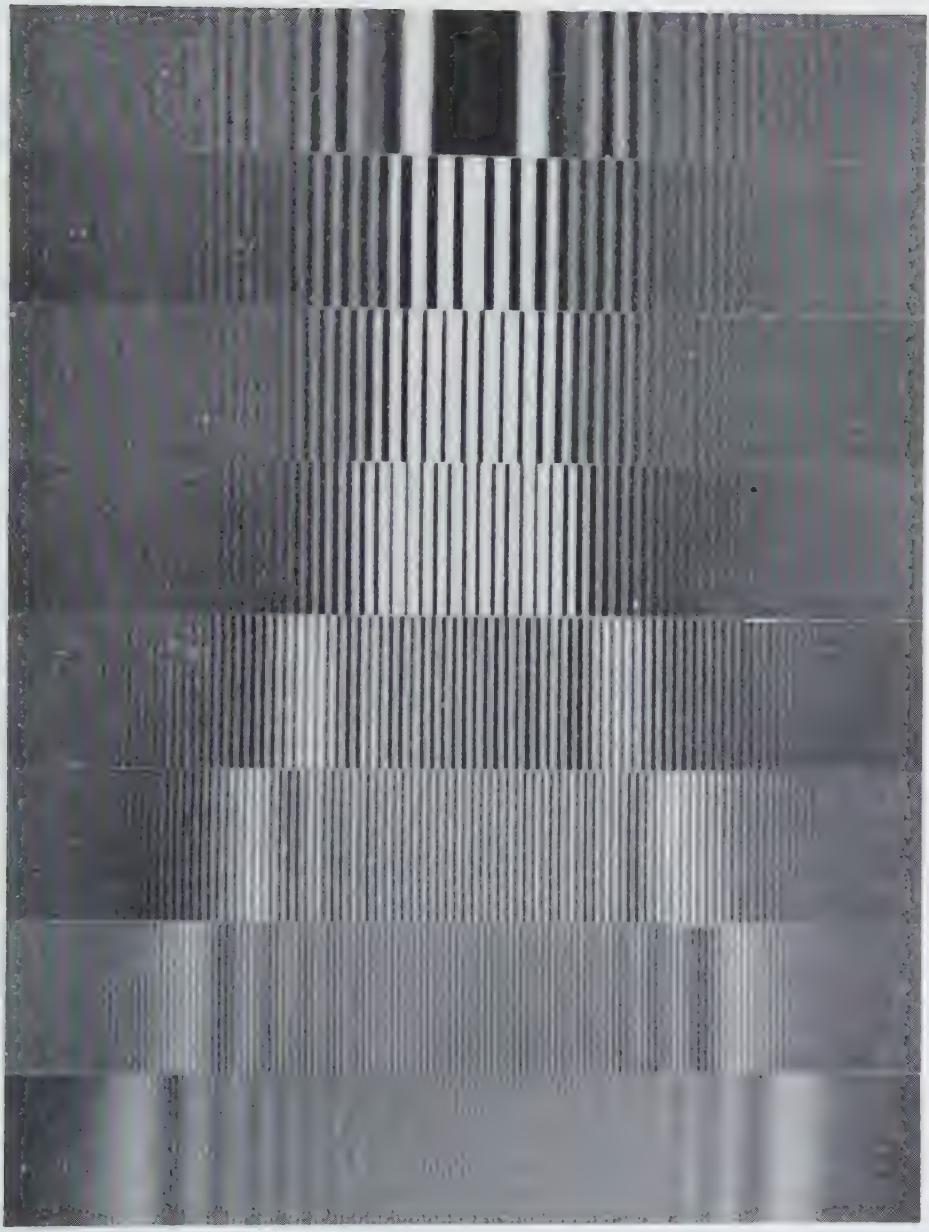


Fig. 12. Franges d'interférences du biprisme de Fresnel en optique électronique. Aspects obtenus pour des excitations croissantes du biprisme (0 à 40 V).

PLANCHE IV

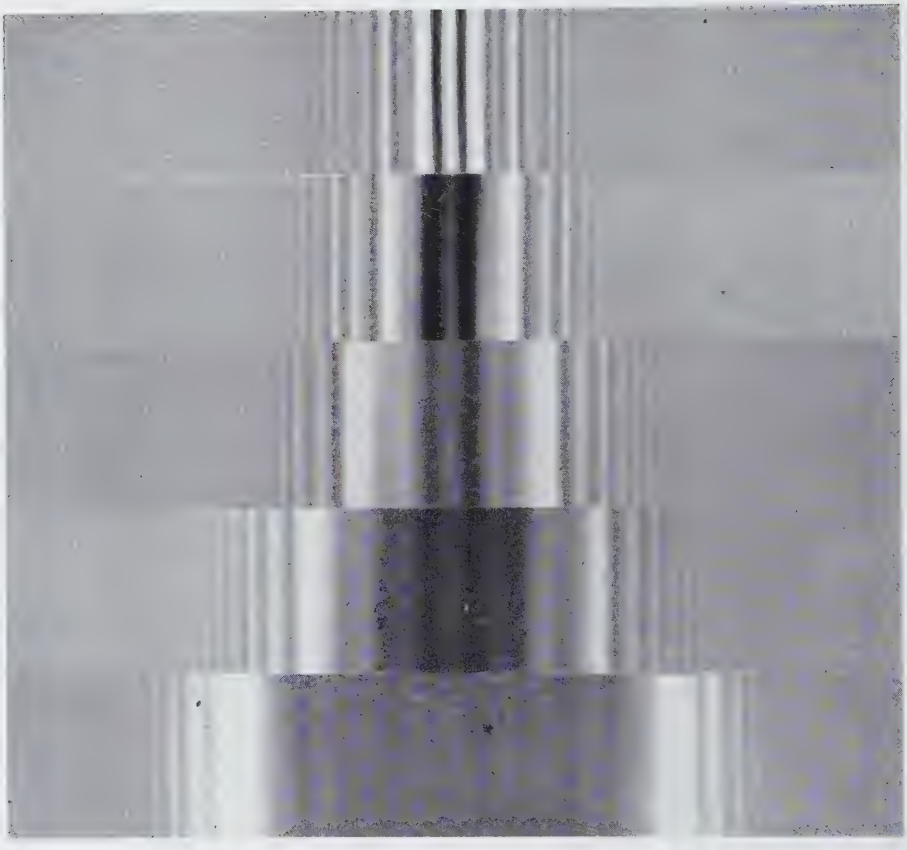


FIG. 15. — Franges obtenues en portant le fil du biprisme à des potentiels négatifs croissants (biprisme « divergent »).

PLANCHE V

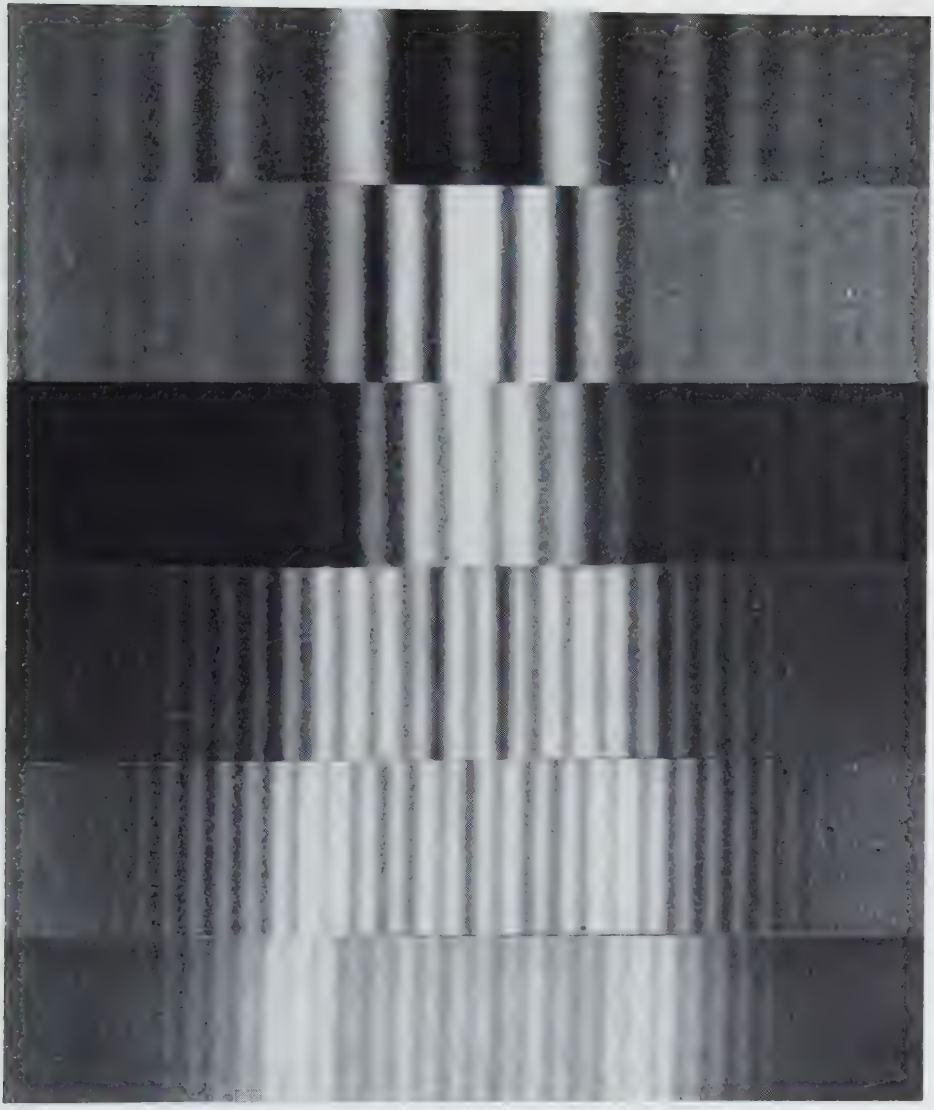


FIG. 19. — Influence de la largeur de la source. Inversion du contraste.

PLANCHE VI

FIG. 21. — Microscopie électronique interférentielle. Image d'une empreinte de carbone d'un échantillon de fonte.

PLANCHE VII

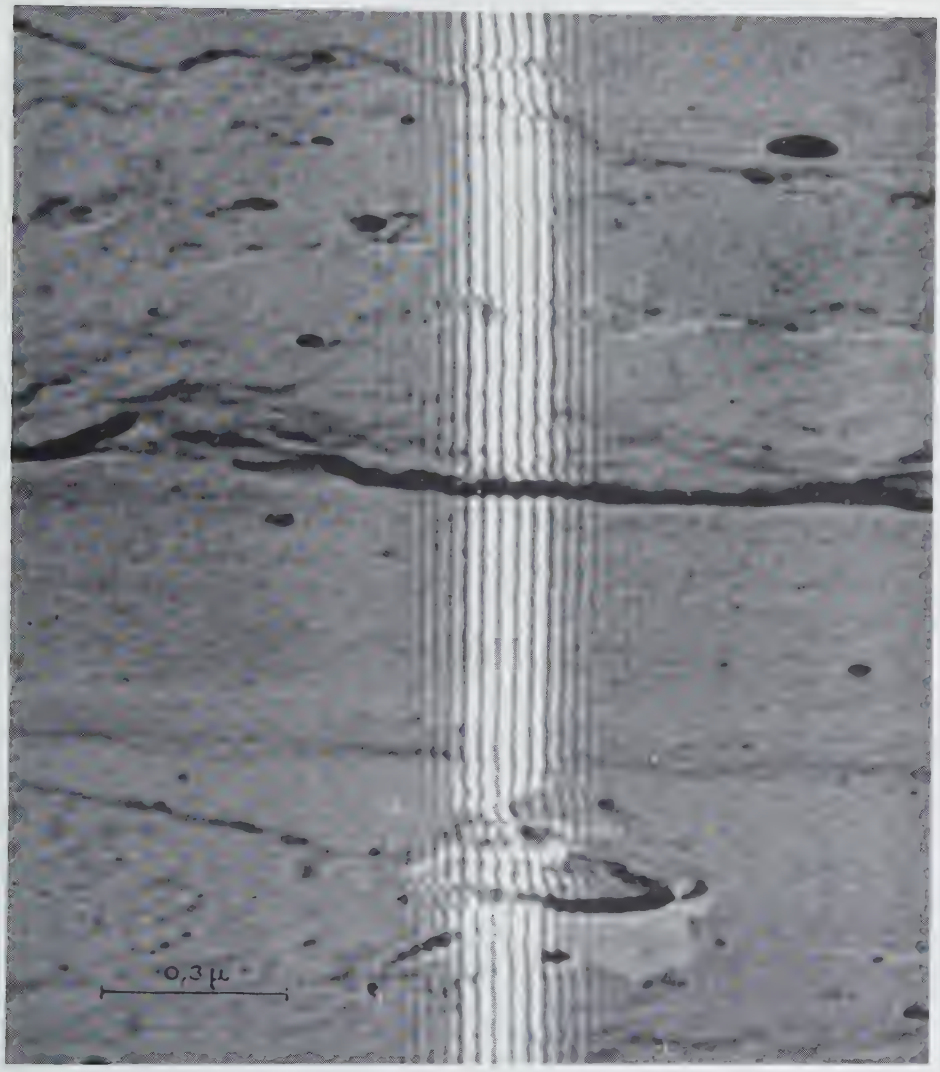
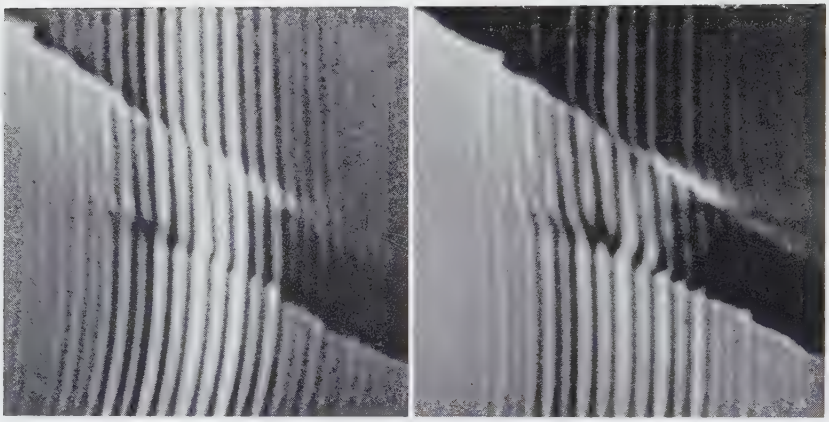


FIG. 25. — Microscopie électronique interférentielle. Image d'une empreinte de carbone d'un réseau de Rowland.

PLANCHE VIII



a b

FIG. 28. — Mesure de la différence de phase introduite par une lame de carbone : a) avant contamination ; b) après contamination.

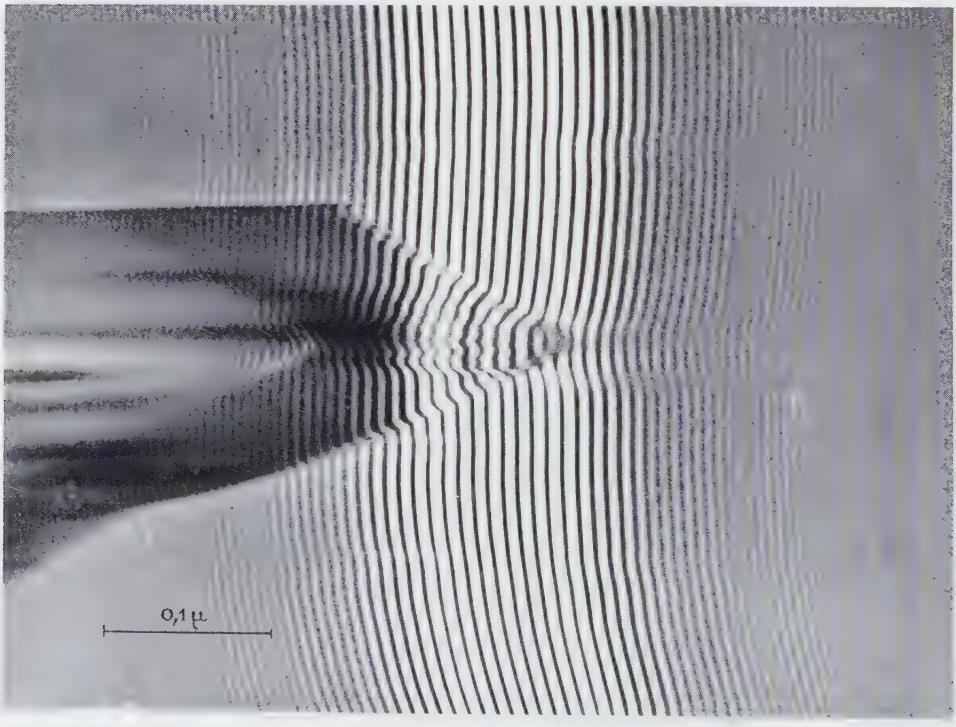


FIG. 29. — Microscopie électronique interférentielle. Mesure de la différence de marche introduite par une lamelle monocristalline de graphite (durée de pose : 2 s).

4. Résultats relatifs à la cohérence. — Il était intéressant :

d'une part, de vérifier que les ondes associées aux électrons, comme les ondes lumineuses, constituaient des « trains d'onde » d'étendue suffisante pour que d'importantes différences de marche puissent être considérées ;

d'autre part, d'examiner si l'interposition sur les faisceaux de lames matérielles, du type des objets utilisés en microscopie électronique ou de leurs supports, ne détruirait pas la cohérence de faisceau.

A) Différences de marche mises en jeu. — D'un bord à l'autre d'une figure d'interférences, la différence de marche varie de $N\lambda$, si N est le nombre de franges. Les faisceaux restant cohérents puisqu'il y a interférence, on peut affirmer que la « longueur de cohérence » des ondes électroniques est supérieure à $N\lambda$.

Nous n'avons pas systématiquement recherché sur l'interféromètre l'obtention d'un très grand nombre de franges. Nous avons pu toutefois en observer environ 500, pour des électrons de 80 keV, ce qui correspond à une « longueur de cohérence » d'environ 20 Å.

Cette limite inférieure peut aisément être dépassée en utilisant des sources plus fines, un grandissement plus élevé. Elle suffit toutefois à prouver que comme en optique, des différences de marche de plusieurs centaines de longueurs d'onde peuvent être mises en jeu.

B) Conservation de la cohérence a la traversée d'un film matériel. — Dès le début de notre travail, nous avons pu établir que l'interposition d'un film matériel entre le biprisme et le plan d'observation n'entraînait pas la disparition des franges ; la cohérence était conservée, tout au moins si la lame était assez fine et l'énergie des électrons suffisante (Faget & Fert [26]).

Ce résultat important fut vérifié indépendamment par Möllenstedt & Keller [58] sur un interféromètre à lentilles électrostatiques amélioré, utilisant des électrons de 50 keV.

Il confirmait l'intérêt d'un montage à lentilles magnétiques permettant l'emploi d'électrons de grande énergie (ce qui réduit la diffusion inélastique à la traversée d'un objet et ainsi la perte de cohérence due à cette interaction) et permettait d'envisager de nouvelles applications, telles que la réalisation de mesures interférométriques et la mise au point de méthodes de microscopie électronique interférentielle.

Avant de passer à l'examen détaillé de ces diverses applications, nous allons, dans un dernier paragraphe, préciser les caractéristiques géométriques et optiques de l'interféromètre.

4. Etude géométrique et optique de l'interféromètre. — *1. Calcul de la déviation par un biprisme électrostatique.* — Le calcul de la déviation par un biprisme électrostatique peut être conduit assez simplement dans le cas d'un biprisme électrostatique symétrique. Septier [68] étudie un tel système (fig. 16) constitué d'une élec-

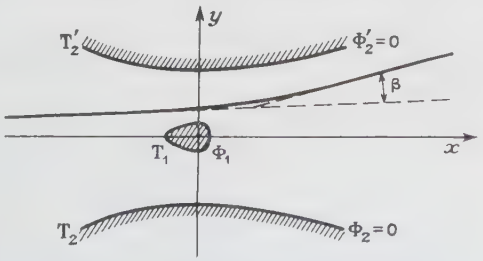


Fig. 16. — Déviation par un biprisme électrostatique.

trode cylindrique T_1 portée au potentiel Φ_1, parallèle à l'axe Oz du plan de symétrie xOz de l'ensemble et disposée entre deux électrodes T_2 et T_2' reliées à la masse de l'appareil ($\Phi_2 = \Phi_2' = 0$).

Il considère les fonctions potentiel $\Phi(x, y)$ et flux $\Psi(x, y)$ telles que le champ électrique soit défini à partir de ces fonctions par ses composantes

$$E_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \qquad E_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \tag{6}$$

et montre que la déviation β s'exprime simplement, pour des *déviations faibles* et des trajectoires peu inclinées sur Ox, par l'expression [8]

$$\beta = \frac{1}{2\,\Phi_0^{**}} \Big| \Psi \Big|_{x=-\infty}^{x=+\infty}, \text{ où } \tag{7}$$

$$\Phi_0^{**} = \frac{\Phi_0[1 + (e\,\Phi_0/2m_0c^2)]}{1 + (e\,\Phi_0/m_0c^2)}, \tag{8}$$

m_0 désignant la masse au repos de l'électron, e sa charge, $e\,\Phi_0$ son énergie cinétique et Φ_0 étant supposé grand devant Φ_1.

Dans le cas d'un fil de rayon r_0 compris entre deux plans distants de $2\,a$, la déviation s'écrit

$$\beta = -\pi\, E_0\, r_0 / 2\Phi_0^{**}, \tag{9}$$

E_0 désignant le champ à la surface du fil.

Cette relation peut être établie d'une manière simple. Supposons le fil du biprisme cylindrique, de rayon r_0. A la distance r de l'axe du fil, le champ électrique a pour valeur

$$E_r = E_0\, r_0 / r. \tag{10}$$

Considérons une particule incidente, d'énergie $e\,\Phi_0$, se déplaçant dans un plan perpendiculaire au fil. Sa trajectoire peut être définie en coordonnées cylindriques r, θ, z par rapport à un axe polaire tel que Oy par exemple avec lequel la vitesse instantanée fait un angle $(\overrightarrow{Oy}, \overrightarrow{MT}) = \alpha$. La déviation β n'est autre que la différence des valeurs finale et initiale de l'angle α

$$\beta = \Big| \alpha \Big|_{\theta = +\pi/2}^{\theta = -\pi/2}. \tag{11}$$

Les expressions classiques du rayon de courbure $\mathcal{R} = ds/d\alpha$ et de la force normale $F_N = m\gamma_N = m\,v^2/\mathcal{R}$ permettent d'écrire

$$d\alpha = F_N\, ds / mv^2. \tag{12}$$

Si le potentiel Φ_1 auquel est porté le fil est petit devant Φ_0, la vitesse absolue v reste pratiquement constante, la déviation est faible et la trajectoire reste quasi rectiligne.

On peut écrire avec une approximation suffisante

$$F_N = e\,E_N = -e\,E_0\,r_0\,\frac{\sin(\alpha - \theta)}{r}, \tag{13}$$

[8] Nous notons Φ_0^{**} la quantité (8) pour la distinguer de $\Phi_0^{*} = \Phi_0\ [1 + (e\,\Phi_0/2m_0c^2)]$ différence de potentiel « corrigée » de la relativité, qui intervient couramment dans les calculs d'optique électronique.

soit

$$(14) \qquad d\alpha = -\frac{e\,E_0\,r_0}{m\,v^2}\,\frac{\sin(\alpha-\theta)}{r}\,ds = \frac{e\,E_0\,r_0}{m\,v^2}\,d\theta\,,$$

$$(15) \qquad \beta = \int_{\theta=\pi/2}^{\theta=-\pi/2} d\alpha = \frac{e\,E_0\,r_0}{m\,v^2}\int_{\pi/2}^{-\pi/2} d\theta = -\frac{\pi\,e\,E_0\,r_0}{m\,v^2}\,.$$

En remplaçant $m\,v^2$ par son expression

$$(16) \qquad m\,v^2 = 2\,e\,\Phi_0\,\frac{1+(e\,\Phi_0/2m_0c^2)}{1+(e\,\Phi_0/m_0c^2)} = 2\,e\,\Phi_0^{**}\,,$$

on retrouve bien la formule (9).

Cette expression de β est indépendante des conditions initiales ; dans les limites des approximations faites, la *déviation est constante*, indépendante de la trajectoire de la particule incidente.

Remarque. — La théorie précédente a été faite pour un biprisme constitué d'un fil cylindrique placé entre deux plans éloignés. Le biprisme utilisé dans l'interféromètre a une géométrie un peu différente. Toutefois, au voisinage immédiat du fil, on peut encore admettre que les surfaces équipotentielles sont des cylindres circulaires ; l'expression (9) de la déviation reste valable.

2. *Interfrange, champ, nombre de franges.* — Les expressions de l'interfrange et de la largeur du champ se déduisent immédiatement de quelques considérations optiques. Nous définirons ces grandeurs dans le « plan d'observation » Π, leur valeur dans le plan du récepteur (écran ou plaque photographique) s'obtenant simplement en tenant compte du grandissement de l'ensemble projecteur-groupe quadrupolaire.

Avec les notations déjà adoptées et qui sont précisées sur la figure 17, on voit sans difficulté que :

la distance des sources est $S_1S_2 = 2\,l = 2\,\beta\,a$;

l'interfrange dans le plan Π a pour valeur

$$(17) \qquad i = \lambda\,(a+b)/2l = \lambda\,(a+b)/2\beta a\,;$$

la largeur *géométrique* du champ d'interférences MN est

$$(18) \qquad \Delta = \frac{OO'}{OS}\,2\,l = 2\,l\,\frac{b}{a}\,(1-\eta)\,.$$

avec

$$(19) \qquad \eta = \frac{r_0}{l}\,\frac{a+b}{b}\,.$$

En réalité, le champ n'est pas limité à la largeur Δ ; il est étalé par diffraction de part et d'autre de la zone MN, où l'on aperçoit encore des franges à plus faible contraste.

L'existence d'un champ d'interférences est liée à la condition $\eta \leqq 1$, soit

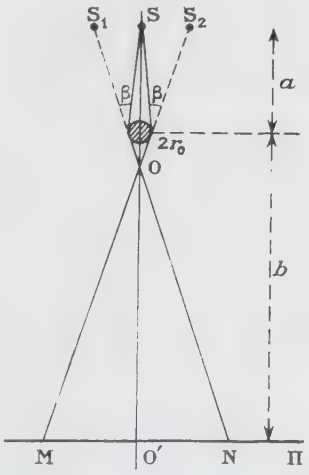


Fig. 17. — Caractéristiques numériques de l'interféromètre.

$$2\,r_0 \leqq 2\,l\,b/(a+b), \tag{20}$$

relation qui montre l'intérêt qu'il y a à utiliser un fil aussi fin que possible, de manière à réduire $2\,l$ et à augmenter l'interfrange.

Le nombre $\mathcal{N}$ de franges visibles dans le « champ géométrique » est

$$\mathcal{N} = (2\,l)^2\,\frac{b\,(1-\eta)}{a\,(a+b)\,\lambda} = (2\,\beta)^2\,\frac{a\,b\,(1-\eta)}{(a+b)\,\lambda}\,. \tag{21}$$

Pour une distance $a+b$ donnée de la source au plan Π et pour une valeur minimum donnée de l'interfrange, la largeur du champ et le nombre de franges seront d'autant plus élevés que le rapport b/a sera plus grand, c'est-à-dire que le fil sera plus rapproché de la source. Toutefois, la fente n'étant pas infiniment fine, mais ayant une largeur finie $2\,\varepsilon$, nous allons voir que les franges cessent d'être visibles si le diamètre apparent sous lequel la source est vue du biprisme devient trop important.

3. Visibilité des franges et largeur de la fente-source. — Il est bien connu en optique que si la source a une largeur finie $2\,\varepsilon$, c'est-à-dire si l'on éclaire l'interféromètre en éclairage partiellement (et non plus parfaitement) cohérent, la visibilité des franges dépend de la largeur de la source.

Cette propriété classique se démontre simplement en déterminant la répartition d'éclairement dans le champ d'interférences pour une source élémentaire infiniment fine et en faisant la somme, pour une source de surface finie, des contributions dues à ses divers éléments. Le résultat peut aussi se déduire du *degré de cohérence* des deux vibrations qui interfèrent en un point du champ, ce degré de cohérence étant défini en optique corpusculaire comme en optique.

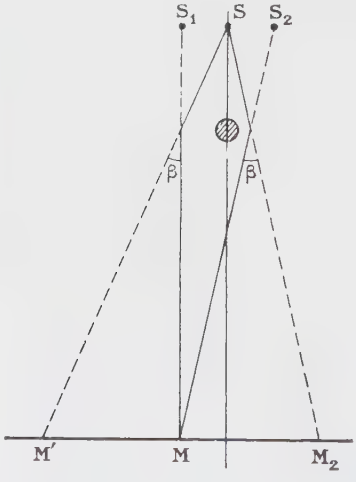


FIG. 18. — Calcul du degré de cohérence.

On sait que si l'on fait interférer deux vibrations qui, si elles atteignaient seules le plan d'observation, y produiraient les éclairements E_1 et E_2, l'éclairement résultant est donné par l'expression

$$E = E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2}\,|\,\gamma\,|\cos(\varphi+\theta)\,, \tag{22}$$

φ étant la différence de phase entre ces deux vibrations et $\gamma = |\,\gamma\,|\exp(i\,\theta)$ étant leur facteur ou degré de cohérence [9].

Dans le cas du biprisme, en un point du champ tel que M (fig. 18) interfèrent deux vibrations qui, en l'absence du biprisme, parviendraient en deux points M_1 et M_2 distants de $M_1M_2 = 2\,\beta\,b$.

Le calcul du degré de cohérence $\gamma(x, y)$ entre deux points d'un plan éclairés par une source

[9] Si les vibrations sont totalement incohérentes, $\gamma = 0$. Si les vibrations sont parfaitement cohérentes, $|\gamma| = 1$; l'argument θ de γ est lui-même nul (et γ est réel et égal à 1) si les vibrations sont en outre *synchrones*.

de largeur finie est aujourd'hui classique (Maréchal & Françon [50] p. 89) ; on montre que ce facteur n'est autre que la *transformée de Fourier de la répartition de l'énergie émise par la source.*

Avec les notations adoptées ici, il s'exprime en M par

$$\gamma = \sin\frac{\pi}{\lambda}\frac{2\varepsilon}{a+b}2l\frac{b}{a}\Big/\left(\frac{\pi}{\lambda}\frac{2\varepsilon}{a+b}2l\frac{b}{a}\right). \tag{23}$$

Le degré de cohérence est réel ($\theta = 0$). L'éclairement résultant en un point de l'écran est (dans le cas du biprisme, $E_1 = E_2$)

$$E = 2E_1\left(1 + \frac{\sin 4p\varepsilon l}{4p\varepsilon l}\cos\varphi\right). \tag{24}$$

où

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{y}{a+b}2l, \qquad p = \frac{\pi}{\lambda}\frac{b}{a(a+b)}. \tag{25}$$

Ce résultat est classique. Il ne tient pas compte de la modulation des franges d'interférences par les franges de diffraction.

Pour $2\varepsilon = 0$ (fente infiniment fine) on retrouve l'expression bien connue

$$E = 2E_1(1 + \cos\varphi) = 4E_1\cos^2(\varphi/2).$$

Pour une fente très large ($2\varepsilon \to \infty$), γ tend vers zéro, on n'obtient plus de franges mais un éclairement uniforme $E = 2E_1$ (addition des éclairements).

Si le facteur εl croît à partir de 0, soit par élargissement de la source, soit par augmentation de la distance $S_1S_2 = 2l$, c'est-à-dire du potentiel appliqué au fil, le contraste s'annule et les franges disparaissent périodiquement, toutes les fois que

$$4p\varepsilon l = n\pi \qquad (n \text{ entier non nul}). \tag{26}$$

Chaque réapparition des franges s'accompagne d'une *inversion du contraste*, la frange centrale étant brillante ou sombre suivant que $\sin 4p\varepsilon l$ est positif ou négatif.

Ces aspects s'observent facilement en optique en élargissant progressivement la fente-source.

En optique électronique, il est plus commode, pour une largeur fixe de la source, de faire varier le potentiel appliqué au biprisme. En choisissant une fente assez large, il est possible d'observer et de photographier plusieurs disparitions et réapparitions des franges.

La figure 19 montre les premières phases du phénomène et met en évidence la première inversion du contraste.

Le nombre de franges d'interférences visibles dans le champ au voisinage de chaque disparition est donné par

$$\mathcal{N}_n = (2l)^2\frac{b(1-\eta)}{a(a+b)\lambda}, \quad \text{avec } 2l = \frac{n\pi}{2\varepsilon p}, \quad \text{soit}$$

$$\mathcal{N}_n = \frac{a(a+b)\lambda}{(2\varepsilon)^2 b}\left(1 - \frac{4r_0\varepsilon}{n\lambda a}\right)n^2. \tag{27}$$

Pour $a = 5$ cm, $b = 40$ cm, $\lambda = 0{,}05$ Å, $2r_0 = 0{,}3\ \mu$ et une source S de largeur $0{,}17\ \mu$ (ce qui correspond dans le condenseur à une fente de $10\ \mu$), la première disparition des franges a lieu pour $\mathcal{N}_1 = 8$ franges, ce qui correspond bien au cliché présenté.

Ajoutons enfin que c'est la largeur finie de la source qui explique la frange centrale sombre observée sur la figure d'interférences des trous de Young, décrite plus haut (fig. 9).

4. Conditions d'achromatisme des franges. — Afin de rendre l'interféromètre insensible à une variation possible du potentiel accélérateur des électrons, il est intéressant de rechercher les conditions pour lesquelles le système de franges serait *achromatique*. L'interfrange est donné, dans le plan du récepteur, en l'absence de groupe quadrupolaire, par l'expression

$$i = \frac{\lambda (a+b)}{2\,\beta\,a} M = \frac{L}{2}\frac{\lambda}{\beta f_p}\left(1+\frac{b}{a}\right), \tag{28}$$

où $M = L/f_p$ est le grandissement du projecteur, dont la longueur focale est f_p et la distance de projection L, et $a = h - z_1$, h et z_1 désignant les distances du biprisme et de la source S au milieu de l'entrefer des pièces polaires de l'objectif. S n'est autre que le foyer-image asymptotique de la lentille-objectif (fig. 20).

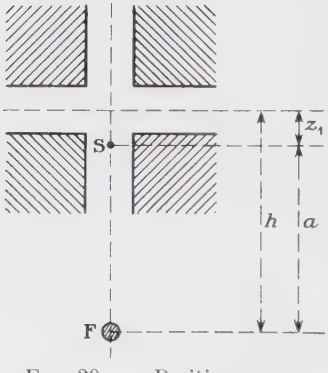


FIG. 20. — Positions respectives de la source et du fil.

Une condition d'achromatisme serait que, pour une variation $d\Phi_0$ de la tension accélératrice Φ_0,

$$\frac{d\lambda}{\lambda} - \frac{d\beta}{\beta} + \frac{b}{a+b}\frac{dz_1}{a} = \frac{df_p}{f_p}\,; \tag{29}$$

les expressions de la déviation β trouvée plus haut

$$\beta = \frac{-\pi E_0 r_0}{2\Phi_0^{**}} = \frac{-\pi E_0 r_0 [1 + (e\Phi_0/m_0c^2)]}{\Phi_0 [1 + (e\Phi_0/2m_0c^2)]}$$

et de la longueur d'onde

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 e m_0}\sqrt{\Phi_0^*}} \quad \text{où} \quad \Phi_0^* = \Phi_0\left(1 + \frac{e\Phi_0}{2m_0c^2}\right)$$

donnent, après quelques calculs simples,

$$\frac{d\lambda}{\lambda} - \frac{d\beta}{\beta} = \frac{1}{2} P \frac{d\Phi_0^*}{\Phi_0^*}, \quad \text{avec} \quad P = \frac{1}{[1 + (e\Phi_0/m_0c^2)]^2}\,. \tag{30}$$

Les expressions de z_1 et de f_p sont fournies avec une bonne approximation par les formules de Durandeau & Fert [23] :

$$\frac{z_1}{f_{1m}} = 0{,}91 + \frac{0{,}897}{(NI/NI_0)\,\mathrm{tg}\,(2{,}029\,NI/NI_0)}\,, \tag{31}$$

$$\frac{f_p}{f_{1m}} = \frac{0{,}897}{(NI/NI_0)_p \sin 2{,}029 (NI/NI_0)_p}\,, \tag{32}$$

où f_{1m} est la longueur focale minimum de la lentille fonctionnant en projecteur, $NI_0 = 13{,}5\sqrt{\Phi_0^*}$ l'excitation correspondant à cette longueur focale minimum, NI l'excitation considérée de l'objectif et NI_p l'excitation considérée du projecteur.

Par différentiation des formules (30) et (31) et après quelques transformations simples, on obtient

$$\frac{dz_1}{f_{1m}} = \frac{1}{2}\frac{d\Phi_0^*}{\Phi_0^*}\left[1{,}82 + \left(\frac{z_1}{f_{1m}} - 0{,}91\right) + 2{,}26\left(\frac{NI}{NI_0}\right)^2\left(\frac{z_1}{f_{1m}} - 0{,}91\right)^2\right],$$

soit

$$\frac{b}{a+b}\frac{dz_1}{a} = \frac{1}{2}Q\frac{d\Phi_0^*}{\Phi_0^*}, \tag{33}$$

avec

$$Q = \frac{b\,f_{1m}}{a(a+b)}\left[1{,}82 + \left(\frac{z_1}{f_{1m}} - 0{,}91\right) + 2{,}26\left(\frac{NI}{NI_0}\right)^2\left(\frac{z_1}{f_{1m}} - 0{,}91\right)^2\right] \tag{34}$$

et

$$\frac{df_p}{f_p} = \frac{1}{2}R\frac{d\Phi_0^*}{\Phi_0^*}, \tag{35}$$

avec

$$R = 1 + 2{,}029\left(\frac{NI}{NI_0}\right)_p \operatorname{cotg}\left(2{,}029\frac{NI}{NI_0}\right)_p. \tag{36}$$

La condition d'achromatisme (29) s'écrit alors simplement

$$\boxed{R = P + Q}\,. \tag{37}$$

Il suffit, pour réaliser l'achromatisme des franges, de choisir l'excitation du projecteur de manière que R satisfasse à cette relation.

Pour $\Phi_0 = 86$ kV, P est égal à 0,73 et varie assez peu avec Φ_0.

Pour l'objectif utilisé, la longueur focale minimum est de $f_{1m} = 2{,}6$ mm, l'excitation courante d'environ 3 000 At, $NI_0 = 4\,090$ At, et z_1/f_{1m} est de l'ordre de 1,22. Q vaut alors 0,103 et varie aussi assez peu avec Φ_0.

La condition d'achromatisme s'écrit

$$R = 1 + 2{,}029\frac{NI}{NI_0}\operatorname{cotg}\left(2{,}029\frac{NI}{NI_0}\right) = 0{,}833\,,$$

soit

$$\operatorname{tg}\left(2{,}029\frac{NI}{NI_0}\right) = -6\left(2{,}029\frac{NI}{NI_0}\right). \tag{38}$$

Cette condition est satisfaite pour $2{,}029\ NI/NI_0$ très légèrement supérieur à $\pi/2$, soit

$$\boxed{NI/NI_0 = 0{,}78}\,, \tag{39}$$

ce qui correspond à des conditions de travail très courantes ($NI = 3\,200$ At, soit $I = 106$ mA pour un projecteur de 30 000 spires).

Remarquons que P et Q variant très lentement avec Φ_0 et la solution de l'équation $\operatorname{tg} u = -Ku$ variant elle-même très lentement avec K, la relation (39) peut être considérée comme valable quel que soit Φ_0 dans le domaine des tensions utilisées.

Dans le calcul qui précède, nous n'avons pas considéré l'influence d'une variation de tension sur l'orientation de la source.

La rotation totale à la traversée d'une lentille magnétique étant [23]

$$\theta = \mu_0 \sqrt{\frac{e}{8\, m_0}} \frac{NI}{\sqrt{\Phi_0^*}}, \tag{40}$$

une variation $d\Phi_0$ de tension entraînera une rotation telle que

$$\frac{d\theta}{\theta} = -\frac{1}{2}\frac{d\Phi_0^*}{\Phi_0^*}.$$

La rotation totale de l'objectif étant d'environ 90°, la source S tournera d'un angle

$$d\theta = -\frac{\pi}{4}\frac{d\Phi_0^*}{\Phi_0^*}.$$

Nous avons vu (§ II.2.*6*) qu'une telle variation était négligeable tant que $d\theta \ll 2\,\varepsilon/d$, soit avec les valeurs déjà citées

$$d\Phi_0^*/\Phi_0^* \ll 10^{-2}, \tag{41}$$

condition largement satisfaite si l'on n'admet que de petites variations de tension.

L'étude que nous venons de faire montre que pour une excitation convenable du projecteur, le système de franges peut être achromatique.

En pratique, si le biprisme n'est pas rigoureusement symétrique, une variation de la haute tension se traduit par une légère déflexion du système de franges, dont la visibilité est alors diminuée. Il reste néanmoins que les conditions que nous venons de définir constituent pour l'interféromètre des conditions de moindre sensibilité aux fluctuations de la haute tension et il sera souhaitable de les choisir comme conditions de travail.

5. Contrôle expérimental des résultats numériques. — Afin de contrôler les divers résultats énoncés ci-dessus, nous avons effectué une vérification numérique précise sur un interférogramme dont la figure 21 présente un relevé microphotométrique.

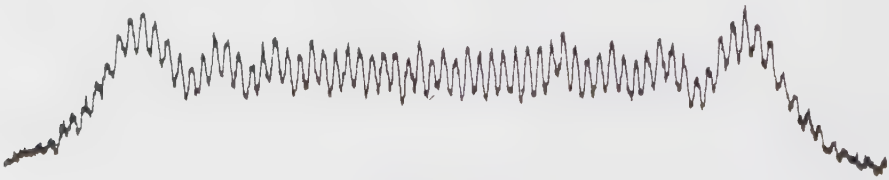


FIG. 21. — Franges d'interférences du biprisme ; relevé microphotométrique.

Ce contrôle a permis de vérifier avec une précision de 4 % la formule donnant l'interfrange dans le plan de l'émulsion photographique, lorsque le quadrupole n'est pas utilisé :

$$i = \frac{\lambda(a+b)}{2\,l} M = \frac{\lambda(a+b)}{2\,\beta\, a}\frac{L}{l_p}. \tag{28}$$

La distance b a pu être mesurée avec une précision de l'ordre de 2/1000 et la distance $a = h - z_1$, différence entre la distance h du biprisme au milieu de

l'entrefer de l'objectif et l'abscisse z_1 du foyer image de cette lentille (déterminée grâce aux courbes universelles de Durandeau & Fert [23]), peut être considérée comme connue à mieux que 5/1 000 près.

La longueur d'onde λ, calculée d'après la valeur de la tension d'accélération mesurée grâce à un simple pont comportant une résistance haute tension et un bon microampèremètre, a été contrôlée par photographie du diagramme de diffraction d'un film d'or disposé entre le projecteur et la plaque. Sa valeur est ainsi obtenue avec une précision voisine de 1 %.

Restaient à déterminer le grandissement M du projecteur et la distance $2\,l - 2\,\beta\,a$ des sources. $M = L/f_p$ peut être évalué après mesure de la distance de projection L et calcul de la longueur focale f_p d'après les courbes universelles déjà citées. Nous avons directement vérifié la valeur de ce rapport en introduisant entre S et le projecteur (au niveau de la chambre intermédiaire) une réplique de réseau de diffraction de pas $x = 1{,}703\ \mu$ (réseau de Rowland).

Si p et p' désignent ses distances à S et au plan d'observation Π, le pas de son ombre portée, sur l'émulsion photographique, est

$$X = M\,x\left[1 + (p'/p)\right] \tag{42}$$

et l'on peut déterminer ainsi M avec une précision de l'ordre de 1 %.

La valeur de la déviation β ne peut être déduite de la formule (9) car le champ E_0 à la surface du fil est difficilement mesurable. Par contre, la mesure de la largeur géométrique du champ d'interférences, donnée sur le cliché par

$$\Delta' = M\,\Delta = M\,2\,l\,(b/a)\,(1 - \eta_i)\,, \tag{43}$$

avec $\eta_i = \dfrac{r_0}{l}\,\dfrac{a+b}{b}$, permet une détermination indirecte de $2\,l$. Le terme η_i est petit dès que le nombre de franges est assez élevé et $2\,l$ est alors voisin de $(a/b)\,\Delta$. Nous pouvons donc écrire, avec une approximation très suffisante,

$$\eta_i = \frac{2\,r_0\,(a+b)}{a\,\Delta} = \frac{2\,r_0\,(a+b)\,M}{a\,\Delta'}$$

et

$$2\,l = \frac{a\,\Delta'}{b\,M}\left[1 + \frac{2\,r_0\,(a+b)}{a\,\Delta}\right]. \tag{44}$$

L'interfrange se met alors sous la forme

$$i = \frac{\lambda\,b\left[1 + (b/a)\right]M^2}{\Delta'(1+\eta_i)} = \lambda\,b\,[1 + (b/a)]\,M^2\Big/\Delta'\left[1 + \frac{2\,r_0\,(a+b)\,M}{a\,\Delta'}\right]. \tag{45}$$

Sa détermination nécessite la connaissance du diamètre $2\,r_0$ du fil. Ce diamètre est évalué par comparaison d'une photographie du fil prise en microscopie électronique à celle d'une empreinte de réseau prise dans les mêmes conditions. La quantité $2\,r_0$ n'intervient d'ailleurs que dans un terme correctif et sa mesure n'exige pas la même précision que celle obtenue sur les autres grandeurs.

Le tableau I résume les divers résultats de ce contrôle expérimental.

L'interfrange mesuré sur le cliché est de $i = 0{,}074$ mm.

L'écart entre la valeur expérimentale et la valeur trouvée en application de la formule (45) est de 3.10^{-3} mm, soit d'environ 4 %, c'est-à-dire un peu moins que l'écart maximum envisagé d'après la précision des diverses mesures.

TABLEAU I

Grandeurs mesurées	Valeurs numériques admises	Incertitudes relatives sur les mesures	
		Grandeurs n'intervenant pas directement	Grandeurs intervenant directement dans l'interfrange
λ	0,040 0 Å		$\Delta\lambda/\lambda < 10^{-2}$
b	417,6 mm		$\Delta b/b < 2.10^{-3}$
a	45,4 mm	$\Delta a/a < 5.10^{-3}$	
$1 + (b/a)$	10,198		$\dfrac{\Delta[1+(b/a)]}{1-(b/a)} \quad \dfrac{b}{a+b}\left(\dfrac{\Delta b}{b}+\dfrac{\Delta a}{a}\right) < 6.10^{-3}$
$M = \dfrac{X}{x}\dfrac{1}{1+(p'/p)}$	174,3	$\dfrac{\Delta M}{M} < 10^{-2}$	
M^2	$3{,}038.10^4$		$2\,\Delta M/M < 2.10^{-2}$
Δ'	6,20 mm		$\Delta(\Delta')/\Delta' < 10^{-2}$
$2\,r_0$	$0{,}3.10^{-3}$ mm	$\Delta r_0/r_0 < 10^{-1}$	
$\eta_i = \dfrac{2\,r_0}{\Delta'}\left(1+\dfrac{b}{a}\right) M$	$8{,}6.10^{-2}$	$\dfrac{\Delta\eta_i}{\eta_i} \simeq \dfrac{\Delta r_0}{r_0} < 10^{-1}$	
$1 + \eta_i$	1,086		$\dfrac{\Delta(1+\eta_i)}{(1+\eta_i)} \simeq \Delta\eta_i = \eta_i \dfrac{\Delta\eta_i}{\eta_i} < 10^{-2}$
$i = \dfrac{\lambda b[1+(b/a)]M^2}{\Delta'(1+\eta_i)}$	$7{,}7.10^{-2}$ mm		$\dfrac{\Delta i}{i} < 5{,}8.10^{-2}$

REMARQUE. — Il est facile de contrôler, sur le relevé microphotométrique de la figure 21, que l'interfrange reste constant d'une extrémité à l'autre du champ d'interférences.

Ce fait prouve que la déviation reste bien constante pour toutes les incidences considérées et vient à l'appui de l'expression (9) donnée plus haut pour la déviation β.

5. **Conclusion.** — L'étude que nous venons de faire et les résultats expérimentaux qui l'ont confirmée ont montré la validité des lois de l'optique ondulatoire dans le domaine de l'optique corpusculaire.

L'interféromètre décrit permet d'obtenir de manière régulière divers phénomènes de diffraction ou d'interférences tout à fait comparables à ceux de l'optique.

Parmi les résultats mis en évidence, nous avons vu que la conservation de la cohérence des ondes électroniques après traversée de films matériels permettait d'envisager le développement de techniques nouvelles.

C'est ainsi qu'à titre de premières applications, nous avons pu mettre au point une méthode de microscopie électronique interférentielle, dont dérive une technique de mesure de différences de phase en optique électronique et qui peut permettre l'évaluation du potentiel interne moyen de certains corps (Faget & Fert [27, 28], Fert & Faget [36]).

III. Premières applications. Microscopie électronique interférentielle et mesures interférométriques

1. **Microscopie électronique interférentielle.** — De très nombreuses méthodes ont depuis longtemps été utilisées en microscopie optique pour déterminer les différences de phase introduites sur un faisceau lumineux par la traversée de l'objet. Ces variations de phase, auxquelles le récepteur n'est jamais sensible, sont par contre facilement décelées si l'on peut faire *interférer* le faisceau qui vient former l'image, soit avec un fond continu cohérent, soit avec une deuxième image de l'objet présentant par rapport à la première une certaine différence de phase moyenne ou un décalage transversal.

En optique électronique, le montage que nous venons de décrire se prête sans modification à la réalisation d'une telle méthode ([10]).

1. Principe de la méthode. — Disposons un objet dans le plan focal objet de l'objectif (fig. 22). L'objectif en donne une image agrandie dans le plan focal objet du projecteur (plan d'observation II), en même temps qu'il forme dans son plan focal image une image réduite S de la fente-source S_0. Si le fil du biprisme est disposé en F et maintenu au potentiel de la masse de l'appareil, l'image a'd' que l'objectif donne de l'objet ad dans le plan Π est barrée par l'ombre b'c' du fil ou, plus exactement, par sa figure de diffraction de Fresnel (fig. 23a) ([11]).

Si nous portons le fil à un potentiel positif de quelques volts, les deux plages a'b' et c'd' de l'image sont déplacées toutes deux vers l'axe de l'appareil (fig. 23b) et dans la zone commune aux deux faisceaux c'b' apparaissent les franges du biprisme.

La présence de l'objet se traduit par le fait qu'en chaque point du champ, l'ordre d'interférence est défini par *la différence de marche géométrique due à l'action du biprisme, à laquelle s'ajoute la différence d'épaisseur optique des deux points correspondants de l'objet.*

([10]) Ses divers éléments sont en particulier stigmatiques ; il ne comporte que des lentilles de révolution, stigmatiques dans l'approximation de Gauss et une lentille quadrupolaire magnétique principalement utilisée pour les réglages, qui travaille elle aussi avec des faisceaux suffisamment étroits.

([11]) Il en résulte d'ailleurs qu'une partie de l'objet, correspondant à la zone bc, restera masquée. Si f est la longueur focale de l'objectif, la largeur de cette zone est $bc = 2\, r_0\, f/a$. Pour les valeurs habituelles de $f = 3$ mm, $a = 50$ mm et $2\, r_0 = 0{,}2\ \mu$, la largeur de cette zone n'excède pas 120 Å. Cela correspond à une très faible partie du champ de l'appareil puisque pour un grandissement direct de 40 000 on photographie une zone de plus de 1 μ de côté.

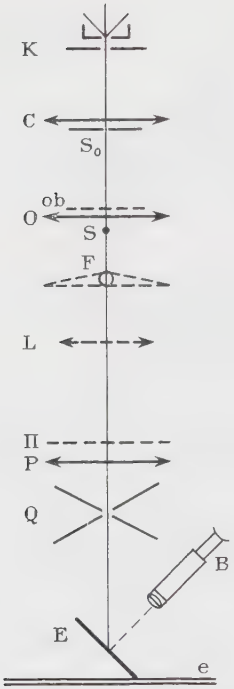


Fig. 22. — Microscopie électronique interférentielle. Schéma du montage : K, canon à électrons ; C, condenseur ; S_0, fente-source ; ob, objet ; O, objectif ; S, source ; F, fil du biprisme ; L, lentille intermédiaire ; Π, plan d'observation ; P, projecteur ; Q, lentille quadrupolaire ; E, écran fluorescent ; B, loupe binoculaire ; e, émulsion.

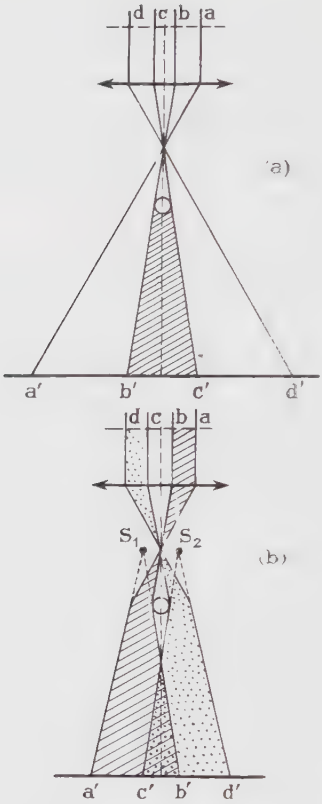


Fig. 23. — Principe de la microscopie électronique interférentielle : a) biprisme non excité ; b) biprisme excité.

Il en résulte, si l'épaisseur électrooptique de l'objet n'est pas constante, des franges sinueuses dont les écarts à la frange moyenne (mesurés en interfranges) représentent, mesurées en longueurs d'onde, les différences d'épaisseur électrooptique des deux points de l'objet.

On obtient ainsi une image en microscopie électronique interférentielle. Cette technique est une méthode *différentielle* puisqu'elle révèle les différences d'épaisseur entre deux zones de l'objet. Toutefois, si l'une de ces zones (telle que ab) est homogène, *les sinuosités des franges représentent alors en valeur absolue les variations d'épaisseur optique de l'autre région.*

2. Caractéristiques du montage et exemples d'applications. — Le microscope interférentiel ainsi réalisé possède les mêmes avantages qu'un microscope électronique magnétique ordinaire à trois étages de grandissement (objectif, lentille intermédiaire, projecteur). Il permet en particulier de travailler avec *toute la*

résolution du microscope électronique et utilise des accélérations de 75 à 100 kV, ce qui procure à la fois un gain notable de luminance et une diminution de la diffusion incohérente à la traversée de l'objet. Si on utilise une fente très fine dans le condenseur (5 à 10 μ) et pour un grandissement direct de 20 000 à 30 000, l'éclairement de l'écran fluorescent est suffisant pour une observation commode.

Le groupe quadrupolaire magnétique disposé après le projecteur permet en outre, lorsqu'on travaille à très fort grossissement, un agrandissement de l'interfrange et un gain d'éclairement simultanés. Toutefois, comme il introduit une anisotropie de grandissement, il est principalement utilisé pour parfaire la mise au point de l'image ou le réglage de la netteté des franges ; il est généralement supprimé pendant l'enregistrement des clichés, pour lesquels *les durées de pose restent de quelques secondes.*

Les figures 24 et 25 présentent deux exemples de microphotographies obtenues dans ces conditions avec l'appareil.

Indiquons qu'indépendamment de notre travail, une méthode de microscopie électronique interférentielle a simultanément été développée par Möllenstedt & Buhl [56] ([12]).

Cette méthode utilise un montage à lentilles électrostatiques, des électrons d'assez faible énergie (45 keV) et se caractérise par l'emploi d'un biprisme disposé *entre l'objectif et l'objet.* Il en résulte que l'objectif ne peut avoir qu'une faible convergence (longueur focale de l'ordre de 50 mm) et que ses constantes d'aberration sont élevées ; l'appareil travaille à faible grossissement (2 000 environ) et son pouvoir séparateur est, d'après les auteurs, de l'ordre de 500 Å.

2. **Mesure d'une différence de phase en optique électronique.** La méthode interférentielle que nous avons décrite reste assez rudimentaire si on la compare aux nombreuses techniques développées en microscopie optique. Elle est néanmoins, même sous sa forme actuelle, susceptible d'applications pratiques et permet en particulier la mesure des différences de phase introduites par la traversée de l'objet.

En optique électronique comme en optique, l'interposition sur un faisceau d'une lame matérielle se traduit pour l'onde associée aux corpuscules par une variation de phase, dont la mesure a pu être réalisée de deux manières différentes, proposées indépendamment l'une par Möllenstedt & Keller [58] et l'autre par nous-même (Faget & Fert [27, 28]).

Möllenstedt & Keller opèrent sur l'interféromètre à lentilles électrostatiques déjà décrit. Ils disposent immédiatement au-dessous du fil du biprisme une lame mince de carbone portant des surépaisseurs en forme de carré. Cette lame est obtenue en évaporant sur une première couche-support d'épaisseur e_0 et à travers une grille de microscopie électronique disposée contre cette couche, une deuxième couche d'épaisseur e_1.

Si le fil du biprisme est disposé de manière que son ombre FF′ coïncide avec le côté d'un carré (fig. 26), on observe, lorsqu'on l'excite positivement, des franges rectilignes parallèles à FF′ et qui présentent un décrochement aux niveaux AB

([12]) Voir aussi R. Buhl [13].

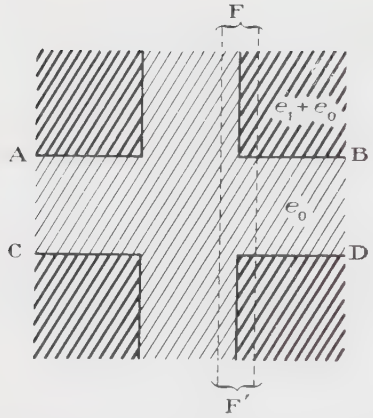


FIG. 26. — Principe de la mesure de la différence de marche introduite par une lame d'épaisseur e_1 sur un faisceau d'électrons.

et CD. La différence de marche introduite par les surépaisseurs est alors égale, si on l'exprime en longueurs d'onde, à la fraction d'interfrange représentée par le décrochement.

Notons qu'en fait, dans le plan Π, par suite de la longueur non négligeable d de la fente-source, il correspond aux ombres portées AB et CD des surépaisseurs une pénombre de largeur $(b/a)\,d$.

Une mesure commode de la valeur du décrochement ne pourra dès lors être faite que si la largeur BD de la zone où il est localisé est grande devant la largeur des zones de transition. Cela impose la réalisation de lames du type décrit ci-dessus, pour lesquelles cette condition est bien satisfaite.

La méthode que nous avons employée dérive directement de la microscopie électronique interférentielle et permet la mesure du déphasage introduit par une lame dont la géométrie peut être quelconque, pourvu qu'elle comporte quelque trou ou un bord net.

Formons l'image d'un tel objet en microscopie interférentielle en disposant un de ses bords obliquement par rapport au fil du biprisme (fig. 27).

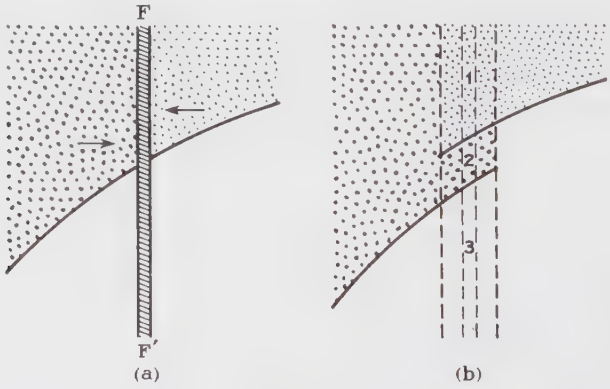


FIG. 27. — Mesure d'une différence de phase en optique électronique. Principe de la méthode : a) biprisme non excité ; b) biprisme excité.

Lorsque le biprisme est excité, il apparaît trois zones dans le champ d'interférences. Dans les zones extrêmes interfèrent des faisceaux qui n'ont pas traversé la lame (zone 3) ou qui l'ont tous deux traversée (zone 1). Dans la région centrale (zone 2) interfèrent des faisceaux dont l'un seulement a traversé l'objet ; les franges, dans cette zone, sont décalées par rapport aux franges des deux autres

d'une fraction d'interfrange qui mesure le rapport Δ/λ de la différence de marche introduite à la longueur d'onde. Si la mise au point de l'image est correcte, ces trois zones sont nettement délimitées et les décrochements des franges sont bien localisés sur ces limites.

Les figures 28 et 29 montrent deux exemples de clichés obtenus dans ces conditions.

La première présente deux photographies successives d'une même lame de carbone prises à quelques dizaines de secondes d'intervalle. La lame qui était en $\lambda/5$ au début de l'observation s'est rapidement contaminée sous le faisceau et est devenue une lame « demi-onde ».

La figure 29, plus récente, obtenue après amélioration de la fente-source, est une photographie en microscopie interférentielle d'une lamelle monocristalline de graphite. Cette lame ayant été disposée d'un seul côté du biprisme, les sinuosités des franges représentent ici en valeur absolue les variations de son épaisseur.

Nous verrons plus loin comment, à partir d'un tel cliché, peut être déterminé le potentiel interne du graphite.

Remarque. — *Influence de la diffraction dans le plan de l'objet.* — La théorie de la microscopie interférentielle a été faite en supposant que le faisceau transmis par l'objet restait un faisceau parallèle ou d'ouverture négligeable. En réalité, la formation de l'image doit s'interpréter, comme en optique, en considérant qu'il y a diffraction de l'onde incidente dans le plan de l'objet. L'existence de faisceaux diffractés dans une direction différente de la direction incidente est directement mise en évidence par le fait que certains de ces faisceaux peuvent ne pas traverser le biprisme du même côté que les faisceaux directs. Il leur correspond, dans le plan d'observation, une deuxième image A'_2 de l'objet, moins intense, déplacée par le biprisme en sens inverse du sens de déplacement de l'image normale A'_1 (fig. 30).

L'intensité de cette image de diffraction décroît d'ailleurs rapidement avec la distance à l'axe du point objet, son existence nécessitant des angles de diffraction de plus en plus grands.

Une telle image est parfaitement visible sur le cliché de la lamelle de graphite. Sa distance à l'image principale est égale au double du déplacement introduit par le biprisme (et peut en permettre l'évaluation).

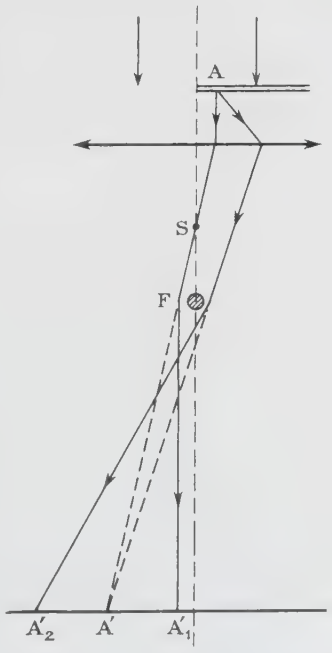


Fig. 30. Influence de la diffraction dans le plan de l'objet.

3. **Mesure d'un potentiel interne.** — Nous avons vu que la microscopie électronique interférentielle permet la mesure de la différence de marche introduite sur un faisceau par une lame matérielle et qui s'exprime comme en optique par $\delta = (n - 1)\, d$, où d est l'épaisseur de la lame et n son indice électrooptique.

Cet indice électrooptique est fonction du *potentiel interne moyen* φ de la substance considérée et de la différence de potentiel accélératrice Φ_0 des électrons ; le retard δ s'exprime (Z. Pinsker [63]) par

$$\delta = (n - 1)\, d = \frac{\varphi}{2\,\Phi_0}\,\frac{1 + (e\,\Phi_0/m_0c^2)}{1 + (e\,\Phi_0/2m_0c^2)}\,d = \frac{\varphi\, d}{2\,\Phi_0^{**}}\,.$$

Si le potentiel Φ_0 et l'épaisseur d de la lame sont connus, la mesure en microscopie interférentielle du retard δ permet le calcul du potentiel interne.

Cette mesure peut être faite pour diverses substances utilisées en microscopie électronique sous forme de lames minces pour la réalisation de films-supports, de répliques, etc.

Malheureusement, la plupart de ces films, obtenus par évaporation sous vide, ont des propriétés qui dépendent dans une large mesure du mode de préparation et d'une manière qu'il est difficile de préciser.

C'est le cas des films de carbone, d'usage constant en optique électronique, qui ont fait l'objet de nombreux travaux. Des courbes de transparence optique, tracées en fonction de l'épaisseur par plusieurs auteurs (Agar [1], A. Cosslett & V. E. Cosslett [15], P. Durand [21]), mettent en évidence la dispersion des résultats et une mesure de potentiel interne effectuée par interférométrie électronique a conduit à un résultat assez différent des valeurs couramment admises (Möllenstedt & Keller [58]).

Il semble nettement préférable d'effectuer de telles mesures sur des lames mieux définies, telles que des lames monocristallines obtenues par clivage ou amincissement. A titre d'exemple, nous avons appliqué cette méthode à la mesure du potentiel interne d'une lame de graphite clivé suivant une technique décrite par R. Hocart & A. Oberlin [46]. Pour des accélérations de 75 kV, les franges d'interférences restent très nettes même après traversée d'une telle lame monocristalline de 700 Å d'épaisseur (M^lle^ M. Durand, Faget, Ferré & Fert [24], Fert & Faget [36]).

La différence de marche δ étant évaluée par microscopie interférentielle (fig. 29) et le potentiel Φ_0 connu, il est nécessaire de déterminer l'épaisseur d de la lame. Au lieu de la déduire d'une mesure de transparence, qui nécessite le tracé préalable, *avec le même microdensitomètre*, de la courbe donnant la densité optique en fonction de l'épaisseur, nous avons préféré recourir directement à une méthode d'interférométrie optique.

La lame de graphite, libérée de la grille-support et déposée sur une plaquette de verre, est couverte par condensation sous vide d'une épaisse couche d'argent. Une lamelle couvre-objet de microscope argentée sur sa face inférieure et déposée sur la préparation permet l'observation par réflexion au microscope optique de franges d'égale épaisseur à ondes multiples. Le décrochement des franges dans la zone de la lame de graphite, permet la mesure de l'épaisseur à 20 ou 30 Å près.

La principale source d'erreur n'est d'ailleurs ni la mesure du retard δ, ni celle de l'épaisseur, mais l'inégale localisation de ces deux mesures, quelles que soient les précautions prises.

Différentes évaluations ont été faites sur plusieurs lames clivées. Celle que nous considérons comme la meilleure (lame de 400 Å, $\Phi_0 = 75$ kV) a conduit à la

valeur $\varphi = 11$ V qui, d'après la dispersion des résultats obtenus, peut être considérée comme valable à 2 ou 3 V près.

Ce résultat est en bon accord, tant avec des mesures antérieures utilisant la réfraction qu'avec les valeurs théoriques (Z. Pinsker [63]). Les quelques observations faites sur des films de carbone obtenus par évaporation sous vide conduisent à des résultats du même ordre.

La microscopie interférentielle permet donc la détermination localisée de la différence de marche introduite par une lame, ainsi que le calcul du potentiel interne.

Son emploi mérite d'être étendu à d'autres substances monocristallines, obtenues par clivage ou amincissement, et semble pouvoir constituer dans ce domaine une utile méthode d'investigation.

IV. **Conclusion**

L'étude que nous venons d'exposer a montré comment il était possible d'obtenir avec des corpuscules des phénomènes de diffraction et d'interférences comparables aux premières expériences que Fresnel et Young réalisèrent au début du XIX^{e} siècle avec la lumière.

De tels essais relèvent de la recherche fondamentale en ce qu'ils sont susceptibles d'apporter une part d'information sur la nature des corpuscules et de leur interaction avec la matière.

L'obtention de franges d'interférences d'ordre élevé, la visibilité de ces franges malgré l'interposition sur les faisceaux de films matériels minces, ont déjà fourni quelques indications sur la cohérence des ondes associées aux électrons. Cet aspect mérite d'être approfondi et il serait intéressant de rechercher une limite de la longueur de cohérence de ces ondes, en réalisant par exemple un interféromètre à faisceaux mieux séparés qui permettrait l'étude d'une variation continue du chemin optique suivi par l'un des faisceaux.

Ces essais présentent également un caractère de recherche appliquée ; la technique de microscopie interférentielle que nous avons développée est aujourd'hui la seule méthode qui permette, tout en conservant le pouvoir séparateur habituel du microscope électronique, d'étudier les variations subies par la phase de l'onde associée à la traversée de l'objet. Elle rend ainsi possible une détermination locale du potentiel interne de cet objet et peut conduire à quelques applications dans le domaine de la Physique du Solide.

Mais ce travail doit surtout être considéré comme une introduction à une étude plus poussée d'une « optique électronique physique ». Les résultats présentés montrent tous le parallélisme entre les lois de l'optique électronique et celles de l'optique. Ils sont à rapprocher des études récentes faites sur le contraste de défocalisation par M^{me} M. Fagot & C. Fert [33] et prouvent que chaque fois qu'en optique électronique se trouvent réalisées des conditions optiques correctes, les lois de l'optique ondulatoire sont applicables. En microscopie notamment, lorsqu'on utilise des électrons d'énergie suffisante (75 à 100 keV) et des objets assez minces (100 à 200 Å), c'est-à-dire lorsqu'on se place *dans les conditions*

correspondant à une bonne résolution, il faut admettre que la partie cohérente de l'onde diffusée est prépondérante dans la formation de l'image.

La microscopie électronique interférentielle, telle que nous l'avons réalisée, est une démonstration de ce résultat. Elle montre l'intérêt du développement, en optique électronique, d'une théorie ondulatoire de la formation de l'image et confirme en outre la possibilité de transposer dans ce nouveau domaine, si les difficultés techniques peuvent en être surmontées, diverses méthodes classiques de l'optique physique, telles que *la microscopie à contraste de phase* ([13]).

Ce travail a été réalisé à Toulouse au Laboratoire d'Optique électronique du Centre National de la Recherche Scientifique, dont je prie Mr le Directeur général G. Dupouy, Membre de l'Institut, d'agréer ma respectueuse gratitude pour m'avoir accueilli et pour avoir accepté à diverses reprises de transmettre à l'Académie des Sciences certains des résultats obtenus au cours de cette étude.

A ces résultats doit être étroitement associé Mr J. Ferré, physicien au C.N.R.S., dont l'amicale collaboration date déjà de plusieurs années et à qui je dois d'avoir vu se résoudre nombre de difficultés qui, si souvent, vinrent interrompre nos expériences. Qu'il trouve ici, au terme de ce travail qui est aussi le sien, l'expression de ma reconnaissante amitié.

C'est à Mr Ch. Fert, Professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse et Sous-directeur du Laboratoire d'Optique électronique, que je dois tout à la fois mes premières leçons, mon entrée dans l'Université et mon initiation à la recherche. Je lui dois bien plus et craindrais de me laisser aller à une forme d'éloquence qu'il évite si je tentais de détailler ici la part qu'il a prise, après m'en avoir proposé le sujet, à la réalisation de ce travail.

Qu'il me permette simplement d'être l'interprète de la profonde affection que lui vouent ses collaborateurs, qui savent toujours trouver auprès de lui, dans cette atmosphère amicale et dynamique qu'il a su développer, l'aide qu'ils attendent de son expérience scientifique et de ses qualités humaines.

Mr le Directeur général G. Dupouy, Mr le Doyen E. Durand et Mr Ch. Fert me font l'honneur de présider et participer à mon jury de thèse. Je les en remercie très respectueusement.

J'exprime enfin ma gratitude aux membres du personnel de la Faculté des Sciences et du Laboratoire d'Optique électronique qui, à des titres divers, ont aidé à la conclusion de ce travail.

([13]) Depuis la conclusion de ce travail, des premiers essais positifs de microscopie électronique à contraste de phase ont effectivement été réalisés (Faget, Ferré & Fert [30]).

Références

[1] A. W. Agar, *Brit. Jl appl. Physics*, t. **8**, 1957, p. 35.
[2] R. Bernard & E. Pernoux, *C. r. Ac. Sc.*, t. **236**, 1953, p. 187.
[3] H. Boersch, *Naturwiss.*, t. **28**, 1940, p. 709.
[4] H. Bouasse & Z. Carrière, Diffraction, éd. Delagrave, Paris, 1923.
[5] H. Bouasse & Z. Carrière, Interférences, éd. Delagrave, Paris, 1923.
[6] L. de Broglie, Thèse, *Ann. Physique* [10], t. **3**, 1925, p. 22.

[7] L. de Broglie, Optique électronique et corpusculaire, éd. Hermann, Paris, 1950.
[8] L. de Broglie, Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire : la théorie de la double solution, éd. Gauthier-Villars, Paris, 1956.
[9] L. de Broglie, Nouvelles perspectives en microphysique, éd. A. Michel, Paris, 1956.
[10] L. de Broglie, *Jl Phys.* [8], t. **20**, 1959, p. 963.
[11] G. Bruhat, Optique, éd. Masson, Paris, 1954.
[12] H. Busch, *Ann. Physik*, t. **81**, 1926, p. 974.
[13] R. Buhl, *Zeits. Physik*, t. **155**, 1959, p. 395.
[14] Mme N. Colombié, Thèse doctorat spécialité, Toulouse, 1957.
[15] A. Cosslett & V. E. Cosslett, *Brit. Jl appl. Physics*, t. **8**, 1957, p. 374.
[16] L. d'Ast, Thèse ingénieur docteur, Toulouse, 1959.
[17] C. J. Davisson & L. H. Germer, *Phys. Review*, t. **30**, 1927, p. 705.
[18] H. Düker, *Zeits. Naturf.*, t. **10a**, 1955, p. 256.
[19] G. Dupouy, Eléments d'optique électronique, éd. A. Colin, Paris, 1952.
[20] E. Durand, Electrostatique et magnétostatique, éd. Masson, Paris, 1953.
[21] P. Durand, Diplôme Etudes sup., Toulouse, 1958.
[22] P. Durandeau, Thèse, Toulouse, 1957.
[23] P. Durandeau & C. Fert, *Rev. Opt.*, t. **33**, 1957, p. 205.
[24] Mlle M. Durand, J. Faget, J. Ferré & C. Fert, *C. r. Ac. Sc.*, t. **247**, 1958, p. 590.
[25] W. Elsässer, *Naturwiss.*, t. **13**, 1925, p. 711.
[26] J. Faget & C. Fert, *C. r. Ac. Sc.*, t. **243**, 1956, p. 2028.
[27] J. Faget & C. Fert, *C. r. Ac. Sc.*, t. **244**, 1957, p. 2368.
[28] J. Faget & C. Fert, *Cah. Phys.*, t. **11**, 1957, p. 285.
[29] J. Faget & C. Fert, *C. r. Ac. Sc.*, t. **246**, 1958, p. 1404.
[30] J. Faget, J. Ferré & C. Fert, *C. r. Ac. Sc.*, t. **251**, 1960, p. 526.
[31] J. Faget, Mme M. Fagot & C. Fert, Conf. europ. Microsc. électron., Delft, 1960, t. **1**, p. 18.
[32] Mme M. Fagot, Thèse doctorat spécialité, Toulouse, 1960.
[33] Mme M. Fagot & C. Fert, *C. r. Ac. Sc.*, t. **250**, 1960, p. 94.
[34] J. Farrand & A. L. G. Rees, C. r. Congrès intern. Microsc. électron., London, 1954.
[35] C. Fert, C. r. Congrès intern. Microsc. électron., London, 1954.
[36] C. Fert & J. Faget, 4e Congrès intern. Microsc. électron., Berlin, 1958, p. 234.
[37] C. Fert & R. Saporte, *C. r. Ac. Sc.*, t. **243**, 1956, p. 1107.
[38] C. Fert & P. Selme, *Bull. Micr. appl.*, t. **6**, 1956, p. 157.
[39] M. Françon, Interférences, diffraction, polarisation, Handbuch der Physik, éd. Springer, Berlin, t. **24**, 1956, p. 171.
[40] E. Fues & E. H. Wagner, *Zeits. Naturf.*, t. **6a**, 1951, p. 1.
[41] D. Gabor, *Rev. mod. Physics*, t. **28**, 1956, p. 260.
[42] P. Grivet, Optique électronique, éd. Bordas, Paris, 1955.
[43] P. Grivet & A. Septier, *Nuclear Instruments and Methods*, t. **6**, 1960, p. 126.
[44] T. Hibi, K. Kambe & G. Honjo, *Jl phys. Soc. Japan*, t. **10**, 1955, p. 35.
[45] J. Hillier & E. G. Ramberg, *Jl appl. Physics*, t. **18**, 1947, p. 48.
[46] R. Hocart & A. Oberlin, *Mém. Serv. chim.*, t. **39**, 1954, p. 119.
[47] K. Ito & T. Ito, *Jl electron. Microsc.*, t. **1**, 1953, p. 1.
[48] A. Kastler, *Rev. Opt.*, t. **29**, 1950, p. 307.
[49] Mlle N. Marchand, J. Faget & C. Fert, *C. r. Ac. Sc.*, t. **250**, 1960, p. 4135.
[50] A. Maréchal & M. Françon, Traité d'optique instrumentale. II. Diffraction, structure des images, éd. *Rev. Opt.*, Paris, 1960.
[51] L. Marton, *Phys. Review*, t. **85**, 1952, p. 1057.
[52] L. Marton, *Science*, t. **118**, 1953, p. 470.
[53] L. Marton, J. A. Simpson & J. A. Suddeth, *Phys. Review*, t. **90**, 1953, p. 490.
[54] C. Menzel-Kopp, *Ann. Physik* [6], t. **9**, 1951, p. 5.
[55] T. Mitsuishi, H. Nagasaki & R. Uyeda, *Proc. Japan Acad.*, t. **27**, 1951, p. 86.
[56] G. Möllenstedt & R. Buhl, *Phys. Blätter*, t. **13**, 1957, p. 357.
[57] G. Möllendtedt & H. Düker, *Naturwiss.*, t. **42**, 1954, p. 41.
[58] G. Möllenstedt & M. Keller, *Zeits. Physik*, t. **148**, 1957, p. 34.
[59] J. Moncassin, Thèse, Toulouse (sous presse).
[60] H. Niehrs, *Zeits. Physik*, t. **138**, 1954, p. 570.
[61] E. Pernoux, Thèse, Paris, 1953.
[62] H. Pfister, *Ann. Physik* [6], t. **11**, 1953, p. 4.
[63] Z. Pinsker, Electron diffraction, éd. Butterworths, London, 1953.
[64] M. Ponte, *C. r. Ac. Sc.*, t. **244**, 1929, p. 909.
[65] M. Ponte, *Ann. Physique* [10], t. **13**, 1930, p. 395.
[66] O. Rang, *Zeits. Physik*, t. **136**, 1953, p. 465.
[67] E. Rupp, *Naturwiss.*, t. **16**, 1928, p. 556.
[68] A. Septier, *C. r. Ac. Sc.*, t. **249**, 1959, p. 662.
[69] G. P. Thomson, *Nature*, t. **120**, 1927, p. 802.

Vu : bon à imprimer

Toulouse, le 20 Septembre 1961

Le Doyen,

E. DURAND.

Vu et permis d'imprimer

Toulouse, le 20 Septembre 1961

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,

P. DOTTIN.

256. — Impr. JOUVE, 15, rue Racine, Paris. — 10-1961